

MAGYAR

# Geofizika



A MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE FOLYÓIRATA  
BUDAPEST, 1978. XIX. ÉVFOLYAM, 2. SZÁM

## TARTALOMJEGYZÉK

<i>Márföldi Gábor</i> : A gravitációs hatás értelmezése az anyag-energia gravitációs határértéke alapján II. ....	41
<i>Balla Zoltán—Mártonné Szalay Emőke</i> : A börzsönyi vulkáni összetlet paleomágneses rétegsora I. ....	51
<i>Zsellér Péter</i> : Túlnyomásos zónák előrejelzése szeizmikus sebességvizsgálatok alapján .....	60
<i>Landy Kornélné—Lantos Miklós</i> : Az elektromágneses tér irányítottságának vizsgálata a megnetotellurikus értelmezés szempontjából .....	74
Lapszemle, könyvszemle .....	50, 59, 73, 78
Az 1977. évi XVIII. évf. összefoglaló tartalomjegyzéke .....	79

## MAGYAR GEOFIZIKA

A szerkesztésért felelős: Dr. Sebestyén Károly

A szerkesztőség címe: 1368 Budapest VI., Anker köz 1. Telefon: 429-754

Kiadja a Lapkiadó Vállalat, 1073 Budapest, Lenin körút 9—11. Telefon: 221-285. Levélcím: 1906 Budapest Pf. 223

Felelős kiadó: Siklósi Norbert igazgató

78.272., Állami Nyomda, Budapest. Felelős vezető: Boskovitz A. Gyula

Terjeszti a MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE

Egyesületi tagoknak tagdíj ellenében

Megjelenik évente hatszor

# A gravitációs hatás értelmezése az anyag-energia gravitációs határértékei alapján (II. rész)

MÁRFÖLDI GÁBOR

## 4. A tér anyagi paraméterei

Az általános relativitáselmélet tér-fogalma valamelyest még őrzi a kanti „magánvaló” (Ding an sich selbst) jellegét, minthogy a térnek önálló létet tulajdonít. A tér az anyag gravitációs hatására „görbül” és így mintegy vezeti az anyag (pl. foton) geodetikus pályáját. Az anyag hat a térrel és a tér – mintegy az anyagi hatást közvetítve – hat az anyagra.

Az általános relativitáselmélet alapján – a gravitációs határposztulátum bevezetésével – a tér már valóban az anyag attributumaként határozható meg. Kijelölhető az a legalacsonyabb energiaszint, amely a teret mintegy megtestesíti, így az anyagi jelenségek mint az energia alapszint (a vákuumenergia szintje) meghatározott energia állapotai írhatók le. Így pl. a relativitáselmélet geometriai értelmezése szerint a Nap közelségében „görbülő” geodetikus vonal fogalma helyett a relativisztikus fényelhajlást úgy értelmezhetjük, hogy a Nap gravitációs-energiaközlése hatására a vákuum energia-sűrűsége a Nap környezetében megnövekszik. Így a fény terjedési sebessége a sűrűség függvényének megfelelően csökken, vagyis a gravitációs fényelhajlás a gravitációs potenciál függvényének megfelelően változó energiasűrűség nyomán fellépő fény terjedési sebességi változással, mintegy folytonos „törésmutató” változással írható le.

A gravitációs határposztulátum alapján a finomszerkezeti állandó figyelembevételével a vákuum anyagi paraméterei megadhatók.

A szubstruktúra paramétereinek ismeretében meghatározható a vákuum anyagsűrűsége:

$$\varrho_A = \frac{m_{\text{MIN}} M_G}{4\pi/3 \cdot c^3} = \left| \frac{3}{4\pi c^4} \right| = 2,59 \cdot 10^{-35} \text{ [kg m}^{-3}\text{]}. \quad (14)$$

Az eredmény helyessége az alábbiak szerint látható be.

Az einsteini gravitációs egyenletben (1.) meghatározott állandó:

$$\kappa = \frac{8\pi k}{c^2} = 1,86 \cdot 10^{-26} \text{ [kg}^{-1} \text{ m]}. \quad (15)$$

Tehát

$$k/c = 7,4 \cdot 10^{-28} = \Phi_{\text{MIN}} = \kappa/8\pi. \quad (15a)$$

Így:

$$K/8\pi c^2 = \left| \frac{1}{M_G} \right| \cdot [\text{kg}^{-1} \text{ m}^3 \text{ s}^{-2}] \quad (15b)$$

(Így  $M_G$  – dimenzióját tekintve – mint a gravitációs állandó reciproka nyilvánvalóan jelenik meg. Ez az összefüggés a továbbiakban még igazolást nyer).



A kozmológiai állandóként ismeretes érték (5.):

$$\Lambda = \frac{\kappa}{3} \varrho_{\Lambda}. \quad (16)$$

Felhasználva a tér anyagsűrűségére a (14) egyenletben megadott értéket:

$$\Lambda = \left| \frac{2k}{c^6} \right| = 1,83 \cdot 10^{-61} \text{ [m}^{-2}\text{]} \quad (17)$$

(5.) Az így levezetett értéket jól igazolja a kvazárok megfigyelési adatai alapján feltételezett számérték.

A finomszerkezeti állandó (a cgs mértérendszerben számértéke 137) értékét — Eddington definíciója szerint — az elektromágneses és az elektrosztatikus hatáseffektus hányadosa szolgáltatja az alábbi összefüggés szerint:

$$\alpha_f = \frac{hc}{2\pi e^2} = \frac{137}{4\pi \varepsilon_0} = 1,236 \cdot 10^{12}. \quad (18)$$

A gravitációs metamorfózis-állandó (a vonatkozó alaptanulmányban meghatározott) értékével függvénykapcsolatban kifejezve:

$$\alpha_f = (M_G/3)^{2/3}/c^2 = (M_V/c)^2 = 1,24 \cdot 10^{12}.$$

Itt:

$$M_V = 1/\delta (M_G/3)^{1/3} = \frac{1}{1,027} (1,21 \cdot 10^{44}/3)^{1/3} = 3,34 \cdot 10^{14}. \quad (18a)$$

A finomszerkezeti állandó reciproka és annak négyzetgyöke:

$$\alpha_f = \frac{1}{\alpha_f} = 8,1 \cdot 10^{-13} \quad \text{és} \quad \sqrt{\alpha_f} = r_f = \frac{c}{M_V} = \frac{hc^2}{k} = 8,99 \cdot 10^{-7}. \quad (19)$$

Itt  $\alpha_f$  mint a vákuum expanzióhányadosa jelenik meg.

A legalacsonyabb gravitációs potenciálszintet képviselő vákuum anyageloszlása ( $r_m = 3 \cdot 10^8 \text{ m}$ ,  $m_{\max, e} = 3,33 \cdot 10^{-9} \text{ kg}$ ,  $\varnothing = 7,4 \cdot 10^{-28}$ ) a szubstruktúra tömegkvantumaihoz tartozó térsugárral jellemezhető.

A vákuum elemi tércelláinak energiatartalma és a finomszerkezeti állandó az alábbi kapcsolatot mutatja:

$$\begin{aligned} E_f = V_f \varrho_{\Lambda} c^2 &= \frac{4\pi}{3} \left( \frac{r_f}{\delta} \right)^3 \frac{3c^2}{4\pi c^4} = m_f c^2 = 2,8 \cdot 10^{-18} \cdot 2,95 \cdot 10^{-35} = \\ &= 8,23 \cdot 10^{-53} \cdot 9 \cdot 10^{16} = 3E_{\text{MIN}} = 7,42 \cdot 10^{-36} \end{aligned} \quad (20)$$

ahol:

$$E_{\text{MIN}} = m_G c^2 = 2,47 \cdot 10^{-36} \text{ [J]}$$

és

$$\begin{aligned} m_G &= \frac{1}{3m_f} = \frac{1}{M_G c} = 4,19 \cdot \alpha_f^3 \varepsilon_0 \mu_0 \delta^2 = \\ &= 2,47 \cdot 10^{-36} \cdot 1,11 \cdot 10^{-12} \cdot \delta = 2,75 \cdot 10^{-53} \text{ kg}. \end{aligned} \quad (20a)$$



Tehát az  $r_f = \sqrt{\alpha_f}$  elemi térsugáron  $\varrho_A$  vákuum anyagsűrűség mellett az elemi tércella energiatartalma  $3E_{\text{MIN}} = E_f$  értékű.

Így a finomszerkezeti állandó egyben mint a vákuum szerkezeti jellemzője jelenik meg, igazolva a vákuum energiasűrűségére és gravitációs potenciáljára vonatkozóan a gravitációs határposztulátum alapján meghatározott értékeket.

A vákuum energiatartalma az 1 m sugarú térben:

$$E_V = 4,19 \cdot \varrho_A c^2 = 1/c^2 = \varepsilon_0 \mu_0 = 1,11 \cdot 10^{-17} \text{ [J]}$$

ahol:

$$m_V = E_V/c^2 = 1/c^4 = 4,19 \varrho_A = \varepsilon_0^2 \mu^2 = 1,23 \cdot 10^{-34} \text{ [kg]}. \quad (21)$$

A vákuum struktúrájának ismeretében lehetségessé válik mozgásjelenségeinek vizsgálata, a vákuumot ideális gázként tekintve.

Ekkor a finomszerkezeti állandó az energia-küszöbértékek arányaként:

$$\frac{E_f}{2/3 k_B} = \frac{7,42 \cdot 10^{-36}}{2/3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23}} = 8,09 \cdot 10^{-13} = \alpha_f$$

$$(k_B \text{ a Boltzmann állandó}). \quad (22)$$

Így a vákuum térfogategységének átlagos energiatartalma a finomszerkezeti állandóval összefüggésben:

$$E_{V,k} = \frac{m_{V,k} \cdot a_f}{k_B} \delta = \frac{2,95 \cdot 10^{-35} \cdot 1,24 \cdot 10^{12}}{1,38 \cdot 10^{-23}} [1,027 = 2,7 \text{ °K}]$$

$$(m_{V,k} = (\varrho_A)). \quad (23)$$

A vákuum, mint fekete test által lesugárzott energia:

$$T_V = \sqrt[4]{\frac{m_f/\delta \cdot a_f \cdot 1/V_f \cdot c^2}{\sigma}} =$$

$$= \left| \frac{9,86 \cdot 10^{-41} \cdot 3,57 \cdot 10^{17} \cdot 9 \cdot 10^{16}}{5,61 \cdot 10^{-8}} \right|^{1/4} = 2,7 [\text{°K}]$$

$$(\sigma \text{ a Stephan – Boltzmann állandó}). \quad (24)$$

Így a finomszerkezeti állandó a vákuum részecskéi átlagos mozgási sebességének négyzeteként is értelmezhető. A sugárzás energiája megfelel a Pensias-Wilson féle háttérsugárzás szintjének, melyet eddig – kvalitatíve – mint a „big-bang” nyomán lehült, ill. infraeltolt elektronsugárzást értelmeztek.

A vákuum – mint fekete test – saját sugárzásának hullámhossza:

$$\lambda = \frac{h \delta^3}{1/3 m_f a_f c} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34} \cdot 1,027^3}{3,28 \cdot 10^{-41} \cdot 3 \cdot 10^8} = 7,3 \cdot 10^{-2} \text{ [m]}. \quad (25)$$

Ez jól egyezik a háttérsugárzás mért hullámhosszával, igazolva a vákuum struktúrájára vonatkozóan a gravitációs expanzióelmélet alapján származtatott értékeket.

## 5. Az elemi részecskék paramétereinek meghatározottsága

Figyelmet érdemlő, hogy a gravitációs határposztulátum alapján az elemi részecskék tömeg- és térsugárértékei a szubstruktúra, ill. a vákuum anyagi paraméterei alapján válnak meghatározhatókká. Így az elektron – mint legkisebb gravitációs potenciálú elemi részecske – a szubstruktúra tömegkvantumának 3 egységéből származtatható, mint tömegexpansziós – sugárkontrakciós termék:

$$m_{el} = 3m_{MIN}\sqrt{M_G} = 3 \cdot 2,73 \cdot 10^{-53} \cdot 1,1 \cdot 10^{22} = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}.$$

Az elektronsugár és a finomszerkezeti állandó között az alábbi összefüggés mutatható ki:

$$r_{el} = \frac{1}{\sqrt{a_f \cdot c}} = \frac{r_{MIN} \cdot \sqrt{M_G}}{3^2} = 3 \cdot 10^{-15} \text{ [m]}.$$

A proton szubstruktúra 18 egységből származtatható, tömege a gravitációs metamorfózis állandóval kifejezve:

$$m_p = \frac{18 m_{\max, e}}{\sqrt{M_p}} = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ [kg]}.$$

Itt  $M_p = c^2/\emptyset = 1,21 \cdot 10^{39}$ . A proton sugara pedig:

$$r_p = \frac{MIN \cdot \sqrt{M_G}}{18} = 1,5 \cdot 10^{-15} \text{ [m]}.$$

A hidrogénatom színe is megadható a gravitációs metamorfózis-állandó alapján. A *Lyman sor* határfrekvenciája:

$$\nu_L = R = M_G \cdot \Phi_{MIN}^2 / \Phi_{el} = c^4/k \cdot k/c^2 \cdot 1/27 = (c^2/27) = 3,3 \cdot 10^{15} \text{ [s}^{-1}\text{]}.$$

Az ionizációs energia tömegequivallense:

$$\Delta m_{el} = \frac{13,6 \text{ [eV]} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ [C]}}{9 \cdot 10^{16}} = 2,42 \cdot 10^{-35} \text{ [kg]}.$$

Az elektron elektromos és gravitációs vonzóerejének arányát vizsgálva megállapítható, hogy az elektronnal közölhető maximális energia mellett a gravitációs vonzás éppen kiegyenlíti az elektromos taszítást:

$$P_{el}/P_g = \frac{k_{el} \cdot Q^2}{km_{el}^2} = 4,18 \cdot 10^{42} \simeq c^2/\Phi_{el} = M_{el}. \quad (26)$$

Fentiekből kitűnik, hogy az  $M_G$  állandó alkalmas az elemi részecskék jellemzőinek és a szubstruktúra, ill. a vákuum jellemzőinek – logikailag értelmezhető – mennyiségi összekapcsolására.

## 6. Az elektromágneses energia tér- és időkorlátai, a túlhatározottsági kritérium

A fotonnak tulajdonítható gravitációs potenciál (tömeg-térfogat hányadosa  $m_f/r_f = (1/c^2) = 1,11 \cdot 10^{-17} \text{ [kg m}^{-1}\text{]}$  az ismert legkisebb értékszintet jelöli ki:



$\Phi_f = k/c^2 = 7,4 \cdot 10^{-28} [m^2 s^{-2}]$ . Az elemi részecskék ennél magasabb gravitációs potenciálszintet képviselnek; az elektronnak 27-szer, a protonnak  $10^5$ -szer nagyobb a gravitációs potenciálja.

Így a fotonnak tulajdonítható gravitációs potenciál minimumszintet jelöl ki:

$$m_f/r_{\text{MIN}} = \frac{h/c^2}{h} = \left| \frac{1}{c^2} \right|.$$

*Einstein* – felismerve a teljes elektromágneses hullámspektrum egységes természetét – energiaegyenletét kapcsolta Planck (fekete testek sugárzásának vizsgálata során kidolgozott) energiakvantum-egyenletéhez. Meghatározza a  $\nu$  frekvenciájú elektromágneses hullám energiátartalmát, ezen keresztül a foton tömeg-egyenértékét (mint a fényhullám energiájának tömegequivivalensét)  $m_f = \nu \cdot h/c^2$ . A Planck féle kvantumállandót Heisenberg határozatlansági relációja emelte univerzális állandó rangjára, amely – a fénysebesség számértéke mellett – második alapkőve a fizikai törvények rendszerének.

Az egyetlen periódushoz tartozó legkisebb tömeg-egyenérték ( $m_{f\text{MIN}}$   $= |h/c^2| = 7,37 \cdot 10^{-51}$  kg, mint legkisebb foton-tömeg-egyenérték Heisenberg határozatlansági relációjának értelmében.

( $m_{f\text{MIN}} \cdot c \cdot \lambda_{\text{MAX}} \approx h$ ) csupán  $\lambda_{\text{MAX}} = |c|$  pontossággig – vagyis a hullámhosszon belül teljesen bizonytalan helymeghatározással – lokalizálható. A  $\nu$  frekvenciájú elektromágneses hullám minden hullámperiódusában az  $m_f = \nu \cdot m_{f\text{MIN}}$  tömeg-egyenérték (foton)  $r_f = \nu/h$  térsugáron tekinthető realizáltnak. Helyét csak  $\lambda = c/\nu$  bizonytalansági határon, tehát hullámhosszon belül lehet kijelölni. A foton tömeg-egyenértékének a frekvenciától független, állandó gravitációs potenciál tulajdonítható (terjedési sebessége ezért frekvenciafüggetlen)

$$\Phi_f = k \cdot \frac{m_f}{r_f} = k \cdot \frac{\nu \cdot m_{f\text{MIN}}}{\nu \cdot r_{f\text{MIN}}} = \frac{k}{c^2}.$$

Az elektromágneses hullám felső határfrekvenciájának értéke  $r_{f\text{MAX}} = (h) \nu_{\text{MAX}} = \frac{\lambda_{\text{MIN}}}{2\pi}$  feltétel alapján;

$$\nu_{\text{MAX}} = \left( \frac{c}{2\pi h} \right)^{1/2} = 2,69 \cdot 10^{20} [s^{-1}]$$

és

$$\nu_{\text{MAX}} \cdot m_{f\text{MIN}} = 2m_{\text{el}}.$$

Ez a feltétel, mint „túlhatározottsági kritérium” definiálható.

A határhullámhosszon elektron-pozitron párok származtathatók. A tömeg-egyenérték:

$$m_{f\text{MAX}} = \frac{h \cdot \nu_{\text{MAX}}}{c^2} = \frac{\alpha_f}{c^2} \approx 2m_{\text{el}}.$$

A  $h$  energiakvantumhoz rendelhető  $m_{f\text{min}} = 7,37 \cdot 10^{-51}$  [kg] tömeg a határozatlansági reláció értelmében  $\lambda_{\text{max}} \cdot 3 \cdot 10^8$  [m] hullámhosszon, növekvő frekvenciák mellett  $\lambda = c/\nu$  rövidülő hullámhosszon belül határolható be, és a fotonhoz rendelhető térsugár a frekvenciával lineárisan növekszik [ $r_f = \nu \cdot (h)$ ]. Midőn a fotonhoz rendelhető térsugár eléri a fél hullámhosszat (ez éppen a  $\alpha_f$  finomszerkezeti állandó számértéke környezetében történik) a foton mintegy bezárul a hullám-



hossz által kijelölt „térbörtönbe”, a fénysebességű transzlációs mozgása így meg-  
hiúsul, mintegy „torlódik”. Így értelmezhető a túlhatározottsági kritérium által  
definiált elektromágneses határfrekvencia. Az ehhez rendelt foton tömeg egyen-  
érték éppen az elektron-pozitron párkeltés energiaszintjét, így határhullámhosszon  
„nyugalmi” tömeg generálását, anyag-antianyag annihilációs energiatermelés  
lehetőségét jeleníti meg (rövidebb hullámhosszon  $\Phi_{\gamma} > \Phi_{\text{MIN}}$ , így  $c\gamma < c$ ).

## 8. A gravitáció, mint kvantált hullámjelenség

A gravitációs hatás vizsgálatánál kiinduló feltételként kell tekintenünk,  
hogy a gravitációs energia – hasonlóan az elektromágneses energiához – „nyu-  
galmi tömeg” átszarmaztatásának eszköze. A gravitációs energia lesugárzása  
eredményeként a testek nyugalmi tömege csökken (2.). A gravitációs potenciál –  
térben munka befektetésével „felemelt” tömeg nő (Mössbauer effektus) a szaba-  
don eső tömeg csökken. Ezek a jelenségek gravitációs tömegkvantumok cseréjével  
– az elektromágneses hatáskvantumcserével analóg módon – magyarázhatók.

Tekintetbe kell vennünk, hogy a gravitációs hatás maradéktalanul akkor is  
érvényesül, amidőn az elektromágneses hatás alig, vagy egyáltalán nem (neut-  
ron csillagok, fekete lyukak;  $\varnothing \rightarrow c^2$ ). A gravitációs csapda fogalma eleve kizárja,  
hogy csak önmagára hasson, ezért fel kell tételeznünk, hogy a gravitációs hatás ter-  
jedési sebessége a fénysebességnél nagyobb; a gravitációs tömegkvantum – ter-  
mészeténél fogva – kiléphet a fénykvantum számára csapdát jelentő, ún. gra-  
vitációs sírokból. A fény sebességénél gyorsabb részecskék feltételezését Fein-  
berg tachionokra vonatkozó elméleti megfontolásai az általános relativitáselmé-  
lettel összeegyeztethetőnek mutatták ki (a gravitációs tömegkvantum, a „gra-  
vítón” elektromos töltés nélküli részecske, így Cserenkov sugárzással nem in-  
dikálható).

A gravitációs hatásterjedés sebessége vákuumban fénysebességnél nagyobb  
( $c_g > c$ ) értékben definiálható;  $\varrho > \varrho_A$  sűrűségű környezetben sebessége csökken,  
tart a fénysebesség értéke felé; energiavesztéseget eredményező (antianyag) kör-  
nyezetben pedig nő, végtelenhez tart. (1. Feinberg tachion-elmélete).

A gravitációs határpotenciál-posztulátum alapján a gravitációs kvantum  
– mint elemi tömegkvantum – mennyiségileg definiálható és meghatározható a  
gravitációs hatásterjedés sebessége vákuumban. A gravitációs energia tömeg-  
kvantuma a graviton, éppen a legkisebb értelmezhető tömeg ( $m_G = 2,75 \cdot 10^{-33}$ )  
értékével azonos. Így meghatározható a legkisebb gravitációs potenciálú egy-  
ségeyi tömeg, időegységre eső gravitációs sugárzási tömegvesztése.

$$-\Delta m_G = \frac{1}{m_{\text{max}, e}} \cdot m_G = 3 \cdot 10^8 \cdot 2,75 \cdot 10^{-53} = 8,25 \cdot 10^{-45} \text{ kg/sec}$$

Az elektromágneses tömegkvantum ( $m_f$ ) és a gravitációs tömegkvantum  
( $m_G$ ) aránya:

$$\begin{aligned} \frac{m_f}{m_G} &= \frac{h}{E_{\text{min}}} = \frac{7,37 \cdot 10^{-51}}{2,75 \cdot 10^{-53}} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{2,48 \cdot 10^{-36}} = \\ &= 267 = \Theta_g = \delta \Theta_v = 1,027 \cdot \frac{8\pi^4}{3} \end{aligned}$$

ahol  $\delta$  számértéke a térkoordináták meghatározásánál a naprendszeren belüli átlagos relativisztikus kontrakcióból

$$\left( \frac{\Delta V}{V_0} = \frac{\Delta \Phi}{\Phi_{\text{MAX}}} = 1,9 \cdot 10^{-8}, r_{\text{átl}} = 2,8 \cdot 10^{11} \text{ m} \right)$$

származtatható. Az elektromágneses és a gravitációs energia legkisebb impulzusának azonosságát

$$(p_G = p_{\text{elm}} = m_f c = m_G c_g = 2,2 \cdot 10^{-42} \text{ kgms}^{-1})$$

tekintve kiinduló feltételként, a longitudinális gravitációs hullám terjedési sebessége vákuumban:

$$c_g = \Theta_v \cdot c = \frac{8\pi^4}{3} \cdot c = 259,7 \cdot 3 \cdot 10^8 = 7,79 \cdot 10^{10} \text{ ms}^{-1} \quad (28)$$

A tömegkvantumhoz rendelhető legnagyobb gravitációs hullámhossz:

$$\lambda_{g\text{max}} = |c_g| = 7,79 \cdot 10^{10} \text{ [m]}. \quad (29)$$

A gravitációs energia legrövidebb határhullámhossza a túlhatározottsági kritérium alapján határozható meg, az elektromágneses hullámterjedéshez hasonlóan.

Előírva az  $r_{g\text{max}} = \lambda_{g\text{min}}$  feltételt, figyelembe véve az  $r_g = v_g r_{\text{MIN}}$  és  $m_g = v_g m_G$  összefüggéseket:

$$\lambda_{g\text{MIN}} = \frac{\alpha_f/2}{\Theta_g} = \frac{4,06 \cdot 10^{-13}}{267} = 1,5 \cdot 10^{-15} = r_p.$$

A gravitációs hullám legnagyobb frekvenciája tehát

$$v_{g\text{MAX}} = \frac{c_{g\text{MAX}}}{\lambda_{g\text{MIN}}} = 5,4 \cdot 10^{25} = 2|c^3|$$

és

$$m_G \delta^4 \cdot v_{g\text{max}} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ [kg]} = m_p. \quad (30)$$

Vagyis a gravitációs hullám határfrekvenciáján proton származtatható.

A határfrekvenciához rendelhető graviton-tömeghez tartozó tér sugara:

$$r_{f\text{max}} = \frac{1}{2} v_{g\text{max}} \cdot r_{\text{MIN}} = \frac{1}{2} \cdot 2,47 \cdot 10^{-36} \cdot 5,4 \cdot 10^{25} = 6,67 \cdot 10^{-11} = |k|$$

Másként fogalmazva, a gravitációs állandó – két gömbi test közötti vonzóerőből levezetett alapdefiníciójával egyeztethetően – mint a gravitációs energia-kvantum ( $E_g = E_{\text{MIN}}$ ) legrövidebb hullámhosszhoz rendelt legnagyobb multiplikatív energia-értéke (a graviton legnagyobb energia tartalma) is definiálható;

$$k = \frac{1}{2} v_{g\text{max}} \cdot r_{\text{MIN}} = \frac{1}{2} E_G v_{\text{max}} = m_G \cdot c^5 = \frac{m_p c^2}{2\delta^4} = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ [J]}. \quad (31)$$



Más definícióban; a gravitációs állandó – minimális potenciálszintű rendszerben – a lesugárzott gravitációs energia és az anyag-energia hányadát fejezi ki:

$$\frac{E_{g \min}}{E_c} = \frac{k/c^2}{c^2} = \frac{1}{M_G} = 8,25 \cdot 10^{-45} = k'.$$

(A gravitációs állandó természetes rendszerben. A gravitációs vonzóerők két proton között:

$$P_{p-p} = \frac{k \cdot m_p^2}{d_p^2} = 2,34 \cdot 10^{-35} \text{ [N]}. \quad (32)$$

A gravitációs állandó meghatározható két proton között, a szubstruktúra (vákuum) rezgésállapotából, a felületi erő alapján:

$$\begin{aligned} P_{p-p} &= \frac{m}{F_p} \cdot \frac{2\pi}{M_p} \cdot c_g \cdot F_{p \text{ eff}} \text{ [kgms}^{-2}\text{]} = 2\pi m_p c_g \frac{1}{M_p} = \\ &= \frac{2\pi 1,67 \cdot 10^{-27} \cdot 7,79 \cdot 10^{10}}{3,47 \cdot 10^{19}} = 2,34 \cdot 10^{-35} \text{ [N]}. \end{aligned} \quad (33)$$

Fentiek alapján megállapítható, hogy a gravitációs állandó számértéke a gravitációs hatásterjedés és a fénysebesség viszonyát tükrözi:

$$\frac{k \cdot \pi}{\Theta} = \frac{6,67 \cdot 10^{-11} \cdot 3,14}{259,7} = 8,1 \cdot 10^{-13} = \alpha_f$$

és

$$\frac{\alpha_f/2}{\Theta_g} = \frac{4,06 \cdot 10^{-13}}{266,7} = 1,5 \cdot 10^{-15} = r_p \quad (34)$$

megadja a gravitációs energia és az anyag-energia viszonyszámát, maga a gravitációs vonzóerő pedig a szubstruktúra-rezonancia mozgásállapotból származtatható, hatásfelületre gyakorolt erőhatás. A gravitációs energia kvantált longitudinális hullám, terjedési sebessége vákuumban  $7,79 \cdot 10^{10}$  m/sec., legrövidebb hullámhossza a protonsugár és az ehhez rendelt legnagyobb gravitációs hullám-energia tömegegyenértéke éppen a proton tömeg.

A vákuum szerkezetéről és a gravitációs tulajdonságairól a gravitációs határposztulátum alapján feltárt összefüggések igazolják, hogy a fény pályaelhajlása súlyos tömeg közelében (pl. Nap) közvetlenül a vákuum energiaszintjének gravitációs energiaközlés által megnövelt értéke és az így „sűrűbb” közegbe létrejövő folytonos fénysebesség-törésmutató változás alapján magyarázható.

### *Összefoglaló következtetések:*

1. A lefolytatott elemzés igazolja, hogy a gravitációs határposztulátum bevezetése a fizika ismeretanyagával összhangban van, az értelmezést gazdagítja, és az összefüggések feltárásával többletinformációt nyújt.

$$\left( \Phi_{\text{MAX}} = k \left( \int \frac{\rho dV}{r} \right)_{\text{MAX}} = c^2 \right)$$



2. A posztulátum figyelembevételével dimenzionálható a tér és idő diszkrét szerkezete, meghatározható a legkisebb értelmezhető tömeg, mint a szubstruktúra elemi tömege, egyben gravitációs tömegkvantum, ill. energiakvantum. Feloldható a relativitáselmélet és a kvantummechanika alapvető ellentmondása.

$$(r_{\text{MIN}} = 2,47 \cdot 10^{-36} \text{ [m]}, \quad t_{\text{MIN}} = 8,25 \cdot 10^{-45} \text{ [s]}, \quad m_G = 2,75 \cdot 10^{-53} \text{ [kg]})$$

3. Definiált a vákuum gravitációs potenciálja, mint legkisebb értelmezhető potenciálérték, megadható a vákuum anyagsűrűsége és a kozmológiai állandó, megoldható a vákuum saját sugárzásának hullámhossza. Így a vákuum, mint az anyag energiaminimuma definiálható.

$$(\varrho_A = 2,95 \cdot 10^{-35} \text{ [kg m}^{-3}\text{]}, \quad \Phi_{\text{MIN}} = 7,4 \cdot 10^{-28} \text{ [m}^2 \text{s}^{-2}\text{]})$$

4. A posztulátum alapján definiálható a gravitációs metamorfózis állandó, mint a legnagyobb értelmezhető tömegexpanszió értéke

$$M_G = 1,21 \cdot 10^{44} \text{ [kg m s}^{-2}\text{]}.$$

5. A posztulátum és fenti konzekvenciái alapján megválasztható a természetes fizikai mértékrendszer, amelyben a fizikai törvényszerűségek legvilágosabban fogalmazhatók. Ebben a mértékrendszerben a gravitációs állandó számértéke a metamorfózis állandó ( $M_G$ ) reciproka.

6. A gravitációs mint kvantált longitudinális hullám írható le, hatásterjedési sebessége vákuumban a fénysebesség 260-szorosa.

7. Az elektromos és gravitációs vonzás aránya az expanszióhányados alapján meghatározott számértéket mutat.

8. A gravitációs expanszióhányados alapján megadhatók a táguló univerzum tömeg- és sugár szélsőértékei. Az égitestek pozitív energiahelyzetű tömegtermelő) a protonnál nagyobb sűrűségű magjának meghatározásával megadható az égitestek gravitációs fejlődésének tendenciavonala.

9. A gravitációs expanszióelmélet konzekvenciái alapján meghatározható a Föld magjának és gömbhéjas szerkezetének tömeg-, és sűrűségértéke, anyagi összetétele. Meghatározható a Föld gravitációs expanszió folytán létrejövő évi tömeg-, és sugárnövekedése.

10. Az elemek, az elemi részecskék és a szubstruktúra periódus, ill. ciklusidő értékei értelmezhetők az univerzális ciklustörvény szemléleti rendszerében.

11. Javasolható a gravitációs állandó értékének pontosabb meghatározása, a kvantumállandóval és a fénysebességgel fenálló definitív kapcsolat alapulvételével.

## IRODALOM

1. *A. Einstein*: Über die spezielle und die allgemeine Relativitätstheorie (Akademie-Verlag Berlin 1969.)
2. *A. Einstein*: Grundzüge der Relativitätstheorie (Akademie-Verlag, 1969.)
3. *Vladimir Fock*: Theorie von Raum-Zeit und Gravitation (Akademie-Verlag Berlin, 1960.)
4. *Jánosy L.*: Relativitáselmélet a fizikai valóság alapján (Akadémiai Kiadó, Budapest 1973.)
5. *Taylor-Wheeler*: Tér-idő fizika (Gondolat Budapest 1974.)
6. *Y. B. Zeldovich - I. D. Novikov*: Relativistic Astrophysics (The University of Chicago Press 1971.)
7. *Robertson-Noonan*: Relativity and Cosmology (Sounders Co., 1968.)
8. *Barta Gy.*: The evolution of the idea of the secular variation of the gravity. (Bol. Geof. Teor. ed Appl. Vol. VII - N 25, 1965.)



8. Szádeczky-Kardoss E.: Ciklus-ritmus összefüggések és a természeti rendszerek hierarchiája. (Geonómia és Bányászat, 8. köt. 3–4. Akadémia Kiadó, Budapest 1975.)
9. Marx Gy.: Fizikai állandók és a természeti ciklusok időtartama. (Geonómia és Bányászat, 8. köt. 3–4. Akadémia Kiadó, Budapest 1975.)
10. W. Heisenberg: Válogatott tanulmányok. (Gondolat Budapest 1969.)
11. A. Einstein: Válogatott tanulmányok. (Gondolat Budapest 1971.)
12. Márfföldi G.: Eljárás a gravitációs tér potenciálgadiensének mérésére és gravitációs tömeg-energia ekvivalencia hasznosítására (OTH találmányi leírás, MA – 2762, Budapest 1976.)
13. Márfföldi G.: Gravitációs tér mérésének, valamint anyag-energia-anyag átalakításnak lehetőségei, a gravitáció relativisztikus tulajdonságai alapján. (MTA Gravitációs Munkabizottsága, Budapest 1976. Kéziratként sokszorosítva)
14. Márfföldi G.: A relativitáselmélet értelmezése az anyag-energia gravitációshatárértékének bevezetésével. (Nyomdai kézirat, Fizikai Szemle Szerkesztősége, Budapest 1977.)

## Könyvszemle

*Drahos Dezső – Kis Károly – Meskó Attila – Salát Péter: Bevezetés a gyakorlati geofizikába, ELTE TTK jegyzet. Szerkesztette Meskó A., 416. old., 288. ábra (köztük 2. külön melléklet), 7. táblázat. Tankönyvkiadó, Budapest, 1977.*

A könyv bevezetésének (11–15. old.) értelmezése szerint gyakorlati geofizika alatt a könyv számára a nyersanyagkutató geofizika értendő. A felszíni geológia, fúrási adatokkal kiegészítve jelentős nyersanyagkincs, például kőolaj- és gázmezők megtalálását tette lehetővé, a nagyobb mélységek megismeréséhez, kutatásához azonban nélkülözhetetlenek a geofizikai vizsgálatok. Persze ma már az alkalmazott geofizikának egyéb, nagy fontosságú ágai is vannak (pl. mérnökgeofizika), melyekre a jegyzet nem terjeszkedik ki. Így a tartalomnak jobban megfelelné a „Bevezetés a nyersanyagkutató geofizikába” cím.

A fejezetbeosztás a következő:

1. rész: Gravitációs kutatómódszer (Kis K., 16–61. old.)
2. rész: Földmágneses kutatómódszer (Kis K., 62–98. old.)
3. rész: Geoelektromos kutatómódszerek (Salát P., 99–181. old.)
4. rész: Szeizmikus kutatási módszerek (Meskó A. 182–343. old.)
5. rész: Mélyfúrásokban végzett geofizikai mérések (Drahos D., 344–415. old.)

Amint ebből a felsorolásból is kiténik, a jegyzet a legfontosabb módszereket tárgyalja és leg részletesebben a szeizmikus, majd utána fontossági sorrendben a fúrólyukakban végzett geofizikai mérésekkel foglalkozik, ami nagyjából megfelel a két kutatási ág mai súlyának a nyersanyagkutató mérések sorában.

Az egyes részekhez (az 1. és 2. részhez közösen) irodalmi felsorolás csatlakozik, ami a részletesebb tájékozódást és a tárgykörökbe való elmélyedést megkönnyíti. Érdekes, hogy az irodalmi felsorolás terjedelme az egyes részek előbb említett fontossági sorrendjéhez nem igazodik; pl. a legkisebb terjedelmű irodalomjegyzék a szeizmikus résznél található. Egyébként a felsorolások lehetnének részletesebbek is: nélkülözünk pl. néhány sztemder művet (pl. Dobrin, Nettleton stb.), melyeket a kezdő szakember haszonnal forgathat. Célszerű volna a legfontosabb hazai és külföldi szakfolyóiratokat is külön felsorolásban hozni. Ugyancsak nem ártana megismertetni a bevezetendő olvasót a hazai intézményekkel, ahol geofizikát tanítanak, vagy gyakorlatilag művelnek (intézetek, telephelyek, egyesületi csoportok stb.). Így a kezdő szakemberek nemcsak a tudomány el-sajátításának első lépéseit tehetnék meg a könyv segítségével, hanem tájékozottságot is nyerhet-nének, ami fejlődésüket elősegítené.

Bevezetőről lévén szó, nem kívánható, hogy a könyv kiterjeszkedjék minden modern fogalomra és különleges eljárásra, nem volna azonban minden haszon nélkül való ilyenekre is felhívni a figyelmet, esetleg rövid értelmező, szótárszerű részben, ahol – részletes tárgymutató hiányában – fogalomismertetések (mint pl. bright-spot, holográfia stb.) szerepelhetnének.

Egyébként a könyv céljának megfelel, igen jól olvasható, az ábrák világosak, a szöveghez jól alkalmazkodnak és a megértést elősegítik. A mindössze 238 példányban megjelent mű nagy nép-szerűségre és gyors kiadásra számíthat (ára 26,50 Ft). A remélhető második kiadásba egyes, fen-tebb kívánatosnak jelzett kiegészítések beiktathatók lehetnének.

T. G.



# A börzsönyi vulkáni öszlet paleomágneses rétegsora\*

BALLA ZOLTÁN – MÁRTONNÉ SZALAY EMŐKE

1970–75-ben a börzsönyi vulkanitok csaknem 90 feltárásának mintáin történtek paleomágneses vizsgálatok; 60 feltárás anyaga mutatott jellemző remanens mágnesezettséget. E 60 mintacsoportban pozitív és negatív, továbbá átmeneti mágnesezettségűek egyaránt vannak.

Paleomágneses rétegtani vázlatunkat a mintázott testek földtani helyzetének és a börzsönyi paleovulkán rekonstrukciója nyomán valószínűsíthető egymásutánjának elemzésével készítettük. Kiderült, hogy az e paleovulkán fejlődésében elkülönített három szakasz három különböző paleomágneses időszakra esik: első szakasz (nagyeméretű rétegvulkán keletkezése, majd belső részének nagykalderát eredményező beszakadása) – normális és átmeneti terű időszak; második szakasz (kalderaközepe boltozatképződés kisebb kalderával a boltozattetőn és sok apró vulkánnal a kaldera peremén) – reverz terű időszak; harmadik szakasz (új nagyeméretű rétegvulkán létrejötte, kialakása után elhúzódó szubvulkáni működéssel) – normális terű időszak, melyet a szubvulkánosság alatt reverz terű vált fel. Átlagos stabil időszak-hosszak (óceáni adatokból) alapján a börzsönyi vulkánosság időtartama félmillió évre becsülhető, ami jó egyezést mutat a biosztratigráfiai adatokkal.

Az adatok egyenlőten elosztása miatt vázlatunk egyelőre csak előzetesnek tekinthető, azonban jelen formájában is elősegíti a tisztázatlan rétegtani problémák megfogalmazását és céltudatosabbá teszi a megoldásukra irányuló kutatásokat.

В течении 1970–75. гг. почти 90 выходов бёржсёньских вулканитов были обследованы палеомагнитным методом; 60 из них показали характерную остаточную намагниченность – положительную, отрицательную или переходную.

Палеомагнитный разрез составлен на основании анализа геологического положения опробованных тел и их вероятной последовательности, определенной на базе реконструкции Бёржсёньского палеовулкана. Оказалось, что выделенные три стадии его развития соответствуют трем различным палеомагнитным эпохам: первая стадия (возникновения крупного стратовулкана и обрушения его центральной части с образованием крупной кальдеры) – эпохе нормального и переходного поля; вторая стадия (формирования в центре кальдеры купола с меньшей кальдерой на своде и с кольцевой цепочкой мелких вулканов вокруг этой меньшей кальдеры) – эпохе обратного поля; третья стадия (возникновения нового крупного стратовулкана с затянувшейся после его угасания субвулканической деятельностью) – эпохе нормального поля, сменяющегося в ходе субвулканизма на обратное. На основании средней продолжительности эпох постоянного поля, определенной в океанах, длительность бёржсёньского вулканизма оценивается в полмиллиона лет, что хорошо согласуется с биосзатиграфическими данными.

В связи с неравномерностью распределения данных, составленный разрез может оцениваться лишь в качестве предварительного; вместе с тем, он оказывает существенную помощь в осмысливании стратиграфических проблем и делает более целеустремленными исследования, направленные на их решение.

Volcanic rocks from 87 sites of the Börzsöny mountains were sampled and investigated palaeomagnetically. The group of 60 sites yielding statistically significant palaeomagnetic directions comprise rocks with normal, reversed and intermediate magnetizations.

The magnetic stratigraphy is based on the geological sequence of the volcanics as deduced from the reconstruction of the Börzsöny palaeovolcano. The three stages in the development of the volcano correspond to three magnetic periods: the first (build-up of a volcano of great size followed by caldera formation as a result of collapse of its central area) is represented by volcanic rocks of normal and intermediate polarity, the second (dome formation within the caldera with a smaller caldera on the top and a number of smaller volcanoes at the rim) by rocks of reverse polarity, while the third (build-up of a second strato-volcano again of a great size with subvolcanic activity continuing long after the eruptions stopped) – by rocks of normal polarity followed by reverse ones in the intrusive period. Half a million year is the esti-

\* Előadva a Magyarhoni Földtani Társulat és a Magyar Geofizikusok Egyesülete közös vándorgyűlésén 1977. június 9-én.



mated life of the volcanic complex based on the average duration of the magnetic zones as it is deduced from oceanic magnetic anomalies and sea-floor spreading rate which is in good agreement with biostratigraphical observations.

The magnetic stratigraphy presented here can be regarded as preliminary due to the unfavorable distribution of sampling sites, but even so it may draw attention to stratigraphical problems to be solved and help further geological and palaeomagnetic work in the Börzsöny mountains.

## Bevezetés

A Börzsöny-hegység tektonikai és paleovulkanológiai képe tisztázásának alapjául megbízható rétegtani vázlatra van szükség. Vulkáni összlet esetében az őslénytani módszerek kevésbé perspektivikusak egyrészt az ősmaradványok ritkasága miatt, másrészt abból kifolyólag, hogy a képződési időtartam gyakran nagyon szűk: a Börzsöny esetében pl. az alsóbádeni elemeknek csak egy részét öleli fel.

Olyan módszerre van szükség, amely a rendkívül változatos körülmények között létrejövő, de összetételükben kevésbé különböző börzsönyi vulkanitok korrelációját megbízhatóvá teszi. *E korrelációnak olyan jelenségre kell támaszkodnia, amely a vulkáni működés lefolyásától gyakorlatilag független s ugyanakkor a vizsgálható, szűk intervallumot részekre képes bontani.*

Az utóbbi évtizedekben egyre gyakrabban alkalmazott *paleomágneses* módszer mindkét említett feltételt kielégíti: a korreláció alapjául szolgáló jelenség — a földmágneses tér pólusirányváltozásai — globális méretekben szigorúan egyidejűek és konkrét vulkánok működésétől függetlenek, emellett a térfordulások gyakorisága igen nagy, s az egyéb rétegtani módszerekkel a negyedkort megelőző korokban elkülöníthető időszakokéhoz képest.

Ez a körülmény késztet arra, hogy a nagyrészt a MÁFI kutatók útmutatásai alapján begyűjtött mintákon az ELTE és az ELGI kutatói által az elmúlt évtizedben végzett paleomágneses vizsgálatok adatait felhasználva megkíséreljük a paleomágneses rétegsor kidolgozását a Börzsönyre vonatkozóan. Az andezites összetételű vulkanitok a mérések szempontjából általában kedvező objektumok (viszonylag intenzív mágnesezettségük következtében), amit a rendelkezésre álló anyag is egyértelműen bizonyít.

## 1. A paleomágneses mérési adatok jellemzése

A Börzsöny-hegységből 87 helyről származó több, mint 1000 kőzetminta paleomágneses feldolgozása történt meg. A mérések döntő többsége az ELTE Geofizikai Tanszékén készült (6). A feldolgozás során kiválasztottuk azokat a mintacsoportokat, amelyeknek *a kőzetre jellemző mágnesezettsége* van; ennek két ismérve létezik. Egyik az *egyes minták mágnesezettségének stabilitása és keménysége* laboratóriumi lemágnesezéssel szemben; ennek alapján tételezhetjük fel ugyanis a mágnesezettség geológiai korokon keresztüli változatlanságát. A minták laboratóriumi váltóáramú és termolemágnesezése egyúttal arra is alkalmas, hogy másodlagos, kevésbé kemény mágnesezettségi komponenseket eltávolítsunk és egyetlen komponenst tisztán nyerjünk.

A másik ismérv az egy képződményből származó *kőzetminták mágnesezettségi vektorainak párhuzamossága*. Ez a követelmény az alábbiak miatt fontos. Vulkáni képződményekből álló egyazon kőzettest a mágnesezettséget lehűléskor gyakorlatilag pillanatszerűen veszi fel, minden része azonos irányban mágnesesződik. Egy ilyen kőzettestből származó stabil minták irányainak nagy szórása azt jelzi,



hogy a különböző részek különböző időben mágneseződtek utólagos folyamatok eredményeként.

A fent említett ismérvek alapján 27 mintacsoportot kiértékelésre alkalmatlannak minősítettünk, 60 mintacsoportra pedig meghatároztuk a jellemző mágnesezettség irányát.

Néhány kőzetcsoportnak, ahol a mikroszkópban megfigyelhető opak ásvány másodlagos goethit és limonit, karakterisztikus és sok esetben intenzív mágnesezettsége van. A termolemágnesezés bizonyította, hogy a stabil mágnesezettség olyan komponensekhez kapcsolódik, amelyek 700°-ig több lépcsőben történő felmelegítés hatására sem alakultak át; tehát annak ellenére, hogy az opak ásványok közt a másodlagos eredetűek vannak túlsúlyban, az utóbbiak mágnesezettsége elhanyagolható.

Ezért a borszönyi kőzetekre meghatározott 60 jellemző mágnesezettségi irányt, amelyet egy-egy kőzettestből vett összes stabil mintából számítunk, a kőzet keletkezésekor felvett mágnesezettségnek tekintjük és ezeket fogadjuk el az értelmezés alapjául.

## 2. A mérési eredmények értelmezésének összetevői

A paleomágneses adatok értelmezése az alábbi összetevőkre bontható:

### 2.1 Földtani elemzés:

2.1.1. A kőzettestek visszaállítására eredeti helyzetükbe.

2.1.2. A kőzetek képződési sorrendjének meghatározása.

### 2.2. A kőzetképződés helyén és idején fennálló mágneses tér elemzése:

2.2.1. A vizsgált terület földmágneses koordinátáinak megállapítása.

2.2.2. A földmágneses tér irány- és polaritásváltása időbeli menetének tisztázása.

A négy összetevőből kettő lényegileg teret (2.1.1. és 2.2.1.), kettő pedig időt (2.1.2. és 2.2.2.) jellemez. A négy tényező egymástól független, de mindegyikük matematikailag pontosan leírható kapcsolatban áll a többivel. Ebből következik, hogy:

- a) a paleomágneses adatok elemzése elvileg lehetőséget ad két alapvető földtani paraméter meghatározásához, amely a települési és a rétegtani helyzet;
- b) a kettő közül bármelyik meghatározása a másik ismeretét igényli;
- c) a települési vagy a rétegtani helyzet megállapításának megbízhatósága attól függ, hogy milyen biztonsággal határoztuk meg a másik földtani paramétert és milyen pontosak a földmágneses térre vonatkozó ismereteink.

A geomágneses térirányváltozások időbeli menete lényegét tekintve ciklikusan ismétlődő, két alaphelyzet körüli és közötti sűrű ingadozásokkal.

Ezért a paleomágneses adatok értelmezése – függetlenül attól, hogy szerkezeti vagy rétegtani problémák tisztázására irányul-e, – *beható rétegtani ismereteket* igényel. Ezen ismeretek alapján viszont olyan további részletezésre ad lehetőséget, amit rétegtani vonatkozásban kevés módszertől várhatunk: igen nagy pontosságú és igen megbízható *kronosztatográfiai korrelációt*.



A börsönyi paleomágneses minták főbb adatai

sorszám	A mintavételi pont				a MÁFI térképeken			A mintázott kőzettest			A paleomágneses		
	helyének megnevezése	feltárt-sága	lap		észl. pont	anyaga	települése	minták száma	mért értékek				
			25	10					átlaga	deklináció inklináció			
1	Tolmácshegy .....	útbev.	Mn	—	46	Andezittufa	tufaréteg	6	27,5	+42,5	8,0		
2	Tolmácshegy .....	útbev.	Mn	—	45	(Aug) Hip-andezit	télér	6	27,9	+53,2	6,2		
7	Farkasvölgy .....	útbev.	Vm	—	161	Amf-andezit	télér ?	4	354,9	+75,5	10,7		
9	Rózsaszikla .....	szikla	—	43	89	BiAmf-dácit	télér	6	171,8	+67,2	17,6		
10	Börsönypatak .....	kőfejtő	Vm	—	115	Amf-andezit	télér ?	9	199,2	+48,7	8,4		
11	Kisirtápuszta .....	kőfejtő	Kp	—	23	AmfBi-andezit	?	6	47,9	+42,8	4,0		
13	Sóhegy .....	kőfejtő	—	52	89	(Pir) BiAm-andezit	kürtőkit.	6	162,9	+47,8	12,3		
16	Négyhányás .....	kőfejtő	—	53	44	AmfBi-andezit	teleptélér	6	184,9	+68,1	7,0		
17	Nógrádi Várhegy .....	útbev.	N	—	5	Bi-dácit	lakkolit	6	359,0	+84,0	11,8		
18	Somlyóhegy .....	kőfejtő	Dj	—	256	BiAmf-dácit	lakkolit	10	255,2	+67,0	7,6		
19	Kőemberhegy .....	kőfejtő	Dj	—	16	(Pir) AmfBi-andezit	lávapad	12	8,6	+71,0	5,2		
20	Málnapatak .....	kőfejtő	Dj	—	60	Dácit	lakkolit	14	237,9	+12,5	3,9		
21	Rókahegy .....	kőfejtő	N	—	43	(Gr)AmfBi-andezit	?	8	11,1	+52,4	4,9		
22	Bajdázóhegy .....	kőfejtő	Kp	—	103	(Gr) Bi-dácit	lakkolit	8	357,2	+60,0	4,7		
23	Inóc .....	kőfejtő	—	43	212	PirAmf-andezit	lávapad	7	25,5	+63,6	3,9		
24	Kerekhegy .....	kőfejtő	Nm	—	39	Andezit	lávapad	6	142,5	+50,1	13,3		
26	Malomvölgy .....	kőfejtő	—	52	357	(GrHip) AmfBi-andezit	szubvulk.	7	164,8	+70,8	5,3		
27	Csákegy, Fehérkő .....	kőfejtő	Mn	—	325	Amf-dácit	lakkolit	8	134,2	+69,7	8,1		
28	Cserna .....	kőfejtő	—	53	149	(Hip) AmfBi-andezit	lakkolit	9	153,2	+84,0	8,1		
29	Paphegy .....	kőfejtő	—	54	73	BiAmf-andezit	szubvulk.	8	120,6	+69,2	10,5		
31	Pereshegy-alja .....	kőfejtő	—	53	120	AmfBi-andezit	szubvulk.	7	174,4	+40,9	5,7		
32	Aranyoskút .....	kőfejtő	—	53	73	(Gr) AmfBi-dácit	szubvulk.	3	335,5	+67,0	12,5		
33	Pokolovölgy .....	kőfejtő	—	53	—	AmfBi-andezit	teleptélér	6	170,3	+71,1	7,2		
34	Kóspallagi út .....	kőfejtő	Kp	—	181	(BiAmf) Pir-andezit	télér ?	8	350,1	+23,3	6,8		
35	Závóz .....	kőfejtő	Dj	—	86	Pir-andezit	lávapad	6	75,3	+46,0	18,1		
36	Nagyköppány .....	útbev.	—	52	26	BiAmf-andezit	szubvulk.	6	195,2	+54,5	9,4		
37	Szarvaskői út .....	útbev.	—	52	131	BiAmf-andezit	szubvulk.	4	192,1	+57,1	11,0		
38	Szarvaskő .....	útbev.	—	52	151	Andezit	szubvulk.	13	186,5	+42,5	5,2		
39	Szarvaskő .....	útbev.	—	52	—	Andezittufa	tufaréteg	8	162,6	+31,2	10,0		
40	Szarvaskői út .....	útbev.	—	52	53	Andezittufa	tufaréteg	6	219,0	+64,6	7,7		



A mintavételi pont				a MÁFI térképeken			A mintázott kőzettest			A paleomágneses		
sorszáma	helyének		feltárt-sága	lap		észl. pont	anyaga	települése	minták száma	mért értékek		
	megnevezése			25	10					átlaga	deklináció inklináció	
41	Szarvaskői út	útbev.	—	52	—	58	Andezit	szubvulk.	10	174,1	-57,7	2,7
42	Ábrahámkert	kőfejtő	—	53	—	58	AmfBi-andezit	telér	9	36,4	+71,2	5,0
43	Pokolvölgy	kőfejtő	—	53	—	42	Bi-dácit	telér	7	180,0	-68,8	7,6
44	Hársas-alja	kőfejtő	—	54	—	63	BiAmf-andezit	?	6	172,7	-22,7	14,6
45	Briezka	kőfejtő	—	52	—	265	(GrHip) BiAmf-andezit	szubvulk.	11	162,2	-66,7	8,5
46	Márianosztra	útbev.	—	52	—	294	(GrHip) BiAmf-andezit	szubvulk.	5	217,9	-61,9	13,2
47	Bőszob	útbev.	Kp	—	215	—	AmfBi-andezit	?	8	206,3	-79,7	6,1
48	Börzsönyliget	kőfejtő	N	—	183	—	Andezittufa	tufaréteg	10	354,3	+57,8	4,7
49	Börzsönyliget	útbev.	N	—	178	—	Amf-andezit	?	5	349,5	+59,2	5,2
50	Hártókút	kőfejtő	N	—	170	—	BiAmf-andezit	?	10	1,9	+61,1	9,2
51	Pusztatorony	meder	Kp	—	154	—	BiAmf-andezit	teleptelér	6	8,8	+31,6	14,2
54	Négyhánás	útbev.	—	53	—	44	AmfBi-andezit	telér	10	184,7	-72,3	12,7
55	Királyrét	útbev.	—	54	—	28	BiAmf-dácit	tufaréteg	7	318,5	+51,5	11,6
56	Korompa-patak	szikla	Kp	—	—	—	Andezittufa	telér	4	15,3	+38,6	8,5
57	Pusztatorony	szikla	Kp.	—	—	147	Amf-andezit	telér	4	30,8	-13,0	13,7
58	Nagy-Sashegy	útbev.	—	53	—	7	Pir-andezit	telér	8	169,2	-36,2	7,4
60	Lajosforrás	szikla	—	43	—	196	BiAmf-andezit	?	8	314,3	-3,6	8,2
61	Szénáshégy	szikla	—	43	—	193	PirAmf-andezit	lávapad	7	344,1	+69,7	12,7
62	Koromperc	szikla	—	43	—	98	(Amf) Pir-andezit	lávapad	6	334,3	+66,4	6,2
63	Nagyinóc	szikla	—	43	—	176	(Amf) Pir-andezit	lávapad	6	13,3	+71,7	14,5
64	Ókresz kert	szikla	—	43	—	173	(Pir) Amf-andezit	lávapad	6	333,8	+15,3	13,1
69	Csarna-patak	meder	—	33	—	—	Amf-andezit	kürtökít.	5	335,8	+80,3	12,3
70	Németút	útbev.	—	33	—	—	(Amf) Bi-dácit	telér	3	18,5	+78,0	12,6
74	Kuruc-patak	meder	—	33	—	—	Andezit	szubvulk.	7	175,3	-85,0	10,5
76	Kurtabérc	szikla	—	33	—	430	Amf-andezit	szubvulk.	5	216,4	-65,9	8,2
80	Hegyeshegy	szikla	Vm	—	74	—	(Hip) Amf-andezit	?	6	171,6	-57,5	13,8
81	Perőcsény	kőfejtő	Vm	—	29	—	(Pir) Amf-andezit	?	5	197,2	-69,1	4,8
83	Bezina	kőfejtő	—	52	—	237	(GrHip) AmfBi-andezit	szubvulk.	6	188,5	-50,1	6,4
86	Nagyhideghegy	szikla	—	43	—	58	AmfPir-andezit	lávapad	8	358,9	+23,8	5,2
87	Tolvajkút	kőfejtő	—	53	—	109	AmfBi-andezit	szubvulk.	4	31,4	-29,9	9,1

Megjegyzés: A mintázott kőzettestek anyagának meghatározását javarészt a MÁFI-térképek észlelési és földtani magyarázóiból vettük át, településeket zömmel HAVAS L. állapította meg a helyszínen, részben a szerzők közreműködésével.



A mérési eredmények megbízhatóságát az előző fejezetben tárgyaltuk, most azt vizsgáljuk meg, hogy milyen ismereteink vannak a Börzsöny esetében a négy előbb említett tényezőről.

2.3. *Földtani alapul* a közelmúltban elkezdett paleovulkanológiai rekonstrukció eddigi eredményeit tekintjük.

2.3.1. A hegység egészében véve kb.  $2-3^\circ$ -kal kibillent NyÉNy felé; ez olyan kis érték, hogy az egyéb hibaforrásokhoz képest elhanyagolható. Ezért regionális korrekcióra nincs szükség: az adatok összességükben véve mai helyzetükben értelmezhetők.

2.3.2. A vulkáni összlet felépítésében az alábbi rétegtani-paleovulkanológiai egységek különíthetők el (alulról felfelé): peremi szomma-gyűrű, Hegyháti szomma; kalderaperemi paleovulkánok, boltozatperemi paleovulkánok, Magasbörzsönyi paleovulkán;

2.3.3. Az újharmadkori mágneses térre vonatkozó általános ismereteinket az alábbiakban foglaljuk össze [8].

2.3.3.1. A mágneses pólusok közepes helyzete az újharmadkori 34 európai meghatározásból számítva  $\Phi = 79^\circ \text{ É}$ ,  $\Lambda = 183^\circ \text{ K}$  volt.

Ez lehetővé teszi a várható deklináció (D) és inklináció (I) átlagértékek számítását Európa bármely pontjára.

2.3.3.2. A földmágneses tér közvetlen és közvetett megfigyeléséből tudjuk, hogy a tér iránya az átlagértékek körül periódikusan ingadozik. Paleomágneses adatok elemzéséből az ezen ún. évszázados változás okozta irányszórás a harmadkorra vonatkozóan az egyenlítőn  $19^\circ$ -nak adódik, a sarkok felé csökken. A harmadkorban a mágneses tér egy adott polaritású időszakának átlagos időtartama 200 000 év volt (az óceáni hátságok mágneses anomáliáiból), a térfordulási időszaké pedig kb. 10 000 év (folyamatos üledéksorok vizsgálatából).

A továbbiakban elsőként azt vizsgáljuk, hogy a rendelkezésünkre álló ismeretek milyen pontos kép megrajzolásához elegendőek.

### 3. A közettestek és a földmágneses pólusok helyzete

Dolgozatunk célja paleomágneses rétegtani skála készítése, tehát a földtani-lag meghatározott képződési sorrend és a mágneses tér irány- és polaritásváltásának ellentmondásmentes szintézise. Az előadottak szerint ez a paleomágneses értelmezés időt jellemző komponenseinek összhangba hozásaként fogható fel, ami viszont határozott állásfoglalást követel meg a teret jellemző összetevőkkel kapcsolatban.

3.1.A Börzsönyre meghatározott közepes pólus  $\Phi = 83^\circ \text{ É}$  és  $\Lambda = 194^\circ \text{ K}$  (6) jól egyezik az újharmadkori közepes pólussal ( $\Phi = 79^\circ \text{ É}$  és  $\Lambda = 183^\circ \text{ K}$  [8], ami igazolja azt a földtani megállapítást [1], hogy a Börzsöny vulkáni összletének helyzete egészében véve gyakorlatilag változatlan maradt.

3.2. Az egyes képződmények mágneses irányjaiból meghatározott virtuális mágneses pólusok (1. ábra) középértéktől [8] való eltérésének gyakorisági görbéjén (2. ábra) három szakasz különül el: az egyik  $0-50^\circ$  között egyre erősebben csökkenő gyakorisággal, a másik  $50-60^\circ$  közti minimummal és a harmadik ezen túli enyhe maximummal.

Az első szakaszon belül a gyakorisági görbe menete kielégítően írható le normális eloszlással a  $10^\circ$  és  $20^\circ$  közé eső maximumtól felfelé (a maximumtól nulla felé a gyakoriság csökkenése annak tulajdonítható, hogy az évszázados változás miatt a közepes pólus körül kis számú virtuális pólus helyezkedik el).



A harmadik szakasz mintacsoportjainak elkülönülése határozottan a mágnesezettségi irányok eltérő eredetére mutat; stabil térben való létrejöttük feltételezése legalább 50°-os kibillenés valószínűsítését jelenti, ami már nemigen fogadható el a Börzsönyre. Ezért e mintacsoportok közeteit térfordulási időszakban mágneseződöttnek tekintjük. Nem világos a második szakasz minimumának eredete: elsősorban azért, mert elképzelést sem ismerünk arról, milyen irányeloszlást várhatunk a térfordulási időszakokban.

### 3.3. A vulkáni összlet rétegsorának általános jellemzése.

A paleomágnese rétegsor alapja csak földtani rétegsor lehet, amellyel szemben két alapvető követelmény támasztható:

1. a vizsgált időszakban a rétegsor gyakorlatilag folyamatos,
2. a képződmények egymásutánja tisztázott.

E két követelmény teljesülését a Börzsönyi vulkanitok esetében részleteiben tanulmányozzuk.

#### 3.3.1. A rétegsor folyamatossága

Vulkáni területen a szaggatottságot akkor vehetjük elhanyagolhatónak, ha a szünetek egyrészt nem hosszabbak a kőzetképződési intervallumoknál, másrészt pedig – és ez talán még fontosabb – jóval rövidebbek a paleomágnese időkála alapegységeinél.

Az egyedi paleovulkáni objektumok képződési időtartamának kérdése igen problematikus. Az irodalmi adatok (7, 10, 12) rendkívül szórványosak, szinte kivétel nélkül becslésszerűek. A rendelkezésre álló mérési anyag alapján valószínűnek tűnik, hogy egyik objektum élettartama sem érte el egy-egy másnese időszak hosszát, vagyis 200 000 évnél rövidebb volt. Az említett becslések egyszerű paleovulkáni élettartamára néhány ezer – néhány tízezer évet adnak, ami fentebbi megállapításunkkal összhangban van. Ugyanilyen nagyságrendűnek veszik a hidrotermális lelőhelyek képződési időtartamát is (14), ami egyúttal a hipabisszikus intruziókra is kiterjeszthetőnek tűnik. Ennek alapján a paleovulkáni objektumok keletkezési időtartamára vonatkozóan az alábbi átlagértékeket fogadtuk el:

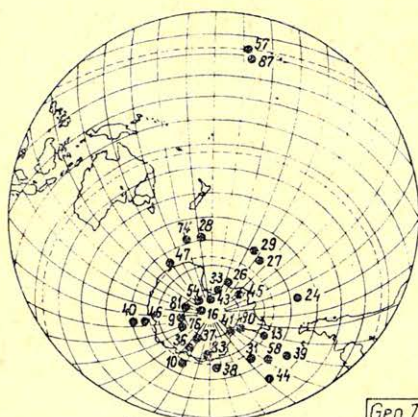
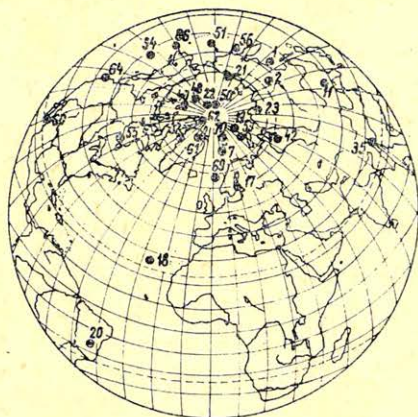
nagyméretű paleovulkán	– 50 000 év
kisméretű paleovulkán	– 20 000 év
hipabisszikus intruzió	– 20 000 év

Az egyes objektumok közötti szünet nagyságára vonatkozóan szintén csak becslések vannak. Az irodalomban ugyanolyan nagyságrendű számok szerepelnek, mint az egyszerű paleovulkánok esetében. Megkísérelhetjük e szünetek felbecsülését a közbetelepült üledékes rétegsorok vastagsága alapján. Figyelembe véve képződési körülményeiket (hegyvidék, zárt medencék), az irodalomban (13) ismertett maximális értékeket vehetjük alapul: 200–300 cm nedves üledék ezerévenként; ennek térfogatsúlyát 1,45–1,6 körülnek, ez 1,5–2 m/évezred felhalmozódási sebességnak felel meg. A köztes üledékes rétegsorok vastagsága 50–100 m körüli lehet, vagyis 30–50 ezer év alatt képződhetett egy-egy ilyen rétegsor. Ezzel összhangban a megfelelő szünetek hosszát átlagosan ötvenezer évre becsüljük.

A kaldera beszakadását földtanilag pillanatszerűnek vesszük; közvetlen megfigyelések tanúsága szerint néhány naptól néhány hónapig terjedő idő alatt játszódik le, s az utómozgások néhány évtized alatt elhalnak (7, 12).

Úgy véljük, hogy mindezek az értékek a valóságosnál inkább nagyobbak, mint kisebbek, s így az egyes mágnese időkálák tartama a további kutatások során esetleg bővíthet.





Geo 77/34-1

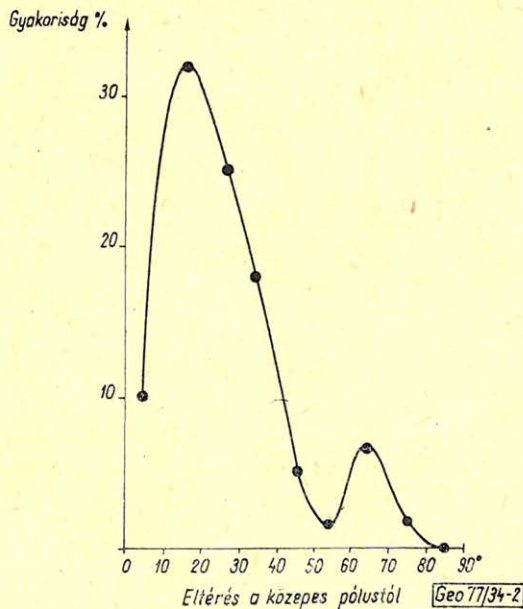
1. ábra. A Börzsönyi mintacsoportokból számított virtuális mágneses pólusok elhelyezkedése a mai földfelszínen.

Фиг. 1. Распределение виртуальных магнитных полюсов, рассчитанных по данным групп бёржёнских образцов, на современной поверхности Земли.

Fig. 1. Location of virtual pole positions derived from the mean direction of characteristic magnetization of the individual sites in Börzsöny mountains

### 3.3.2. A képződmények egymásutánja

A felszíni fácies [11] effuzív és extruzív képződményeinek alsó és felső korhatára közvetlenül települési helyzetükből meghatározható. Ugyanakkor a szubvulkáni és a kürtőfácies [11] vulkanitjainak esetében közvetlenül csak az alsó korhatár állapítható meg, a felső szigorúan véve mindig bizonytalan, s csak regionális adatok figyelembevételével vonható meg. Ezért a képződménysorrend



Geo 77/34-2

2. ábra. A Börzsönyi mintacsoportokból számított virtuális mágneses pólusok gyakorisága a neogén közepes pólustól való szögeltérésük függvényében.

Фиг. 2. Распределение частот виртуальных магнитных полюсов, рассчитанных по данным групп бёржёнских образцов, по их угловому отклонению от среднего полюса неогена. На горизонтальной оси: отклонение от среднего полюса. На вертикальной оси: относительная частота, (%).

Fig. 2. Distribution of the virtual geomagnetic poles as a function of their angular distance from the mean pole



elsősorban a normális rétegtani helyzetben levő vulkanitok adatai alapján tisztázható, amihez megbízható elkülönítésük szükséges az intruzív kontaktusokkal települő vulkanitoktól.

Az elkülönítésnek általános esetben egyetlen biztos kritériuma van: ugyanazon test két (alsó és felső) kontaktusának azonos vagy eltérő jellege. A Börzsönyben alig van olyan hely, ahol ilyen megfigyelés történt volna, ezért gyakorlatilag kivétel nélkül közvetett adatokra vagyunk utalva.

(Folytatás a XIX. köt. 3 számban)

---

## Lapszemle

*Fizikai Szemle* XXVII. évf., 9. sz., 1977. október

*Somogyi Gy.*: Egy új nukleáris metodika alkalmazása uránlokalizációs vizsgálatokra, 356–360 old.

A Mecseki Ércbányászati Vállalat Kutató és Mélyfúró üzeme és az MTA debreceni Atommagkutató Intézetének nyomdetektor csoportja között együttműködés jött létre a nyomdetektoros uránkutatás tárgyában. A módszer, melyet a hazai uránlelőhely kutatásoknál bevezettek, a terepi radonanomáliákat térképezi fel alfarészecskékre érzékeny szilárdtest-nyomdetektorok segítségével. A cikk a technika hazai alkalmazásának néhány előzetes tapasztalatát ismerteti. A mérések egyértelműen megmutatták, hogy a nyomdetektoros módszer kedvezően alkalmazható olyan területeken is, ahol a hagyományos felszíni radiometrikus módszerek már nem hatásosak. Ugyanakkor kiderült, hogy értékes információkat szolgáltat a felszín alatti geológiai struktúrákról is. A méréseknél Gerzson István és Vados István geofizikusok működtek közre.

T. G.

# Túlnyomásos zónák előrejelzése szeizmikus sebességvizsgálatok alapján\*

ZSELLÉR PÉTER\*\*

1975-ben az OGIL-ban dolgozó kollégák hívták fel figyelmünket a túlnyomás- előrejelzés lehetőségére. Az irodalomban több cikk található, melyek a szeizmikus sebességvizsgálatok alapján történő túlnyomás- előrejelzéssel foglalkoznak.

Kezdetben az irodalmi adatok tanulmányozásával foglalkoztunk, majd a megismert módszereket hazai példákra is kipróbáltuk. Ebben a cikkben az eddig végzett munkáról szeretnénk beszámolni és felhívjuk a figyelmet néhány olyan problémára, melyet csak a mélyfúrásokkal foglalkozó kollégák segítségével tudunk megoldani.

В 1975 году сотрудники ОГИЛ обратили наше внимание на возможность прогноза АВПД. В литературе известны некоторые статьи, занимающиеся прогнозом АВПД повышенного давления на основе измерения сейсмической скорости.

В начале изучались литературные данные, затем уже известные методы испытывались при отечественных условиях. Настоящая статья содержит сведения о проведенных работах, обращая внимание на некоторые проблемы, в решении которых необходимо участие специалистов, занимающихся изучением глубоких скважин.

Our colleagues working with OGIL attired our attention in 1975 to the possibility of overpressure prediction. In literature we can encounter several studies dealing with predicting of overpressure on the basis of seismic velocity investigations.

At first we have studied the references, then we applied the methods we got acquainted with to cases experienced in our country. The article contains a report of the work done so far and attires the attention to a few problems which can be solved only with the help of colleagues working with deep drillings.

## A túlnyomás fogalma

A nem mélyfúrással foglalkozó szakemberek a túlnyomás fogalmával ritkán találkozhatnak. Ezért a cikk első részében az alapfogalmak tisztázásával foglalkozunk. Nem szeretnénk belebonyolódni a túlnyomás kialakulásával kapcsolatos geológiai elméletekbe, ezért csak a geofizikai paraméterek vizsgálatára szorítkozunk.

Túlnyomásosnak nevezzük azokat a rétegeket, melyekben a porusfolyadék nyomása nagyobb az adott mélységhez tartozó hidrosztatikus nyomásnál. Szokásos olyan definíció is, amikor egy küszöbértéket adunk meg. Például, hogy a nyomás legalább 10%-kal nagyobb a hidrosztatikusnál.

A túlnyomás kialakulását többféle elmélettel magyarázzák. Végső soron valamennyi elméletnek fizikai oldala az, hogy a porusfolyadék valamilyen folyamat során bezáródik a rétegbe, a réteg kompaktálódása közben nem tud kiperéselődni. Ennek két fontos következménye van.

Egyrészt a bezárt folyadék – mivel gyakorlatilag összenyomhatatlan – nem engedi a réteget normálisan kompaktálódni. Ezért a túlnyomásos zónákban a kőzetek mindig porózusabbak, mint a hasonló mélységben, normális viszonyok között levő kőzetek.

\* Előadva az MGE Felszíni Szakosztályának ülésén, 1977. jún. 9-én.

\*\* OKGT GKÜ



Másrészt a fedőrétegek súlyával nem a kőzetváz, hanem a bezárt folyadék nyomása tart egyensúlyt. Ezért a folyadékban a nyomás nagyobb lesz a hidrosztatikusnál.

### *A hullámterjedési sebesség megváltozása a túlnyomásos rétegekben*

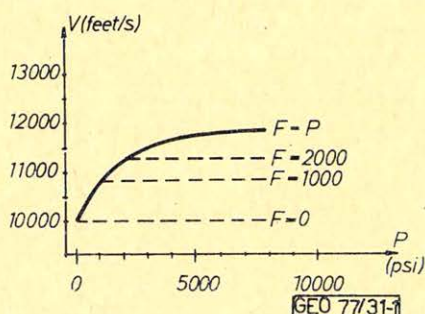
Kétféle összefüggést kell megvizsgálnunk. Egyrészt a kőzetre ható nyomás hatását a sebességre, másrészt a porózitásváltozás hatását a sebességre.

Irodalmi adatok egyértelműen bizonyítják, hogy a kőzetekben a hullámterjedési sebesség a kőzetvázra ható külső nyomásnak és a pórusfolyadék belső nyomásának a különbségétől függ. Az 1. és 2. ábra a nyomás és a sebesség összefüggését mutatja.

Láthatjuk, hogy a külső nyomás növelésével, változatlan belső nyomás mellett a sebesség néhány százalékkal nő. Észrevehetjük ugyanakkor azt is, hogy ha a külső és belső nyomás különbsége konstans, a nyomás megváltozására a sebesség alig változik.

Esetünkben a kőzet belsejében levő folyadék nyomása nagyobb a normálisnál. Ez a sebesség néhány százalékos csökkenését eredményezi.

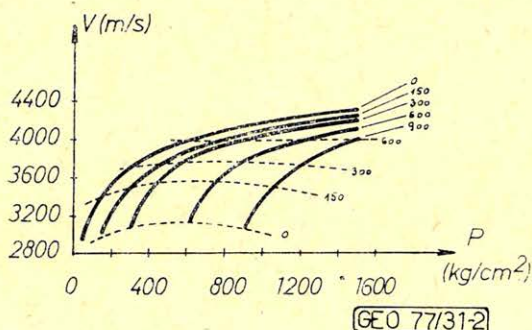
A gyakorlati mérési eredmények ennél sokkal nagyobb sebességváltozásokat mutatnak. Ez tehát azt jelenti, hogy a mérhető sebességváltozások közvetlen oka nem a nyomásváltozásokban keresendő.



1. ábra. A sebesség nyomásfüggése (Gardner, Gardner, Gregory nyomán). A görbék vízzel telített homokkő minták méréséből származnak. A görbék  $F$  paramétere az ún. különbségi nyomás, a külső és a belső nyomás különbsége. A túlnyomásos zónákban a belső nyomás megnő, tehát az  $F$  különbségi nyomás csökken. Ez, konstans külső nyomás mellett a sebesség csökkenéséhez vezet. Megfigyelhetjük, hogy a sebesség igen nagy belső nyomásváltozások esetén sem változik többet néhány százaléknál.

Рис. 1. Зависимость скорости от давления (по Гарднер, Гарднер, Грегори). Кривые получены при измерении образцов песчаников, насыщенных водой. Параметр  $F$  кривых, т.е. «разность давления» представляет разность между наружным и внутренним давлением. В зонах с повышенным давлением повышается внутреннее давление, следовательно «разность давления» снижается, что в свою очередь, при постоянном наружном давлении приводит к снижению скорости. Изменение скорости, даже при значительном изменении внутреннего давления, составляет всего несколько процентов.

Fig. 1. Pressure-dependence of velocity (after Gardner, Gardner, Gregory). Curves gained by measuring out of sandstone samples saturated with water. The parameter  $F$  of the curves is the so called differential pressure, i.e. the difference between outer and inner pressure. In a zone with overpressure the inner pressure increases, thus the  $F$  differential pressure decreases, this leading — in case of a constant outer pressure — to a diminution of the velocity. We can see that the change of velocity does not surpass a few percent even for very strong inner pressure changes.



2. ábra. A sebesség nyomásfüggése (Avesjan nyomán). A folytonos vonalak a konstans belső nyomásoknak, a szaggatott vonalak a konstans különbségi nyomásoknak felelnek meg. Ez az ábra is alátámasztja az 1. ábra alapján levont következtetéseket

Рис. 2. Зависимость скорости от давления, (по Авчян). Непрерывными линиями изображены постоянные внутренние давления а пунктирными линиями обозначается постоянная «разность давления». Этот рисунок также подтверждает выводы, сделанные на основе рис. 1.

Fig. 2. Pressure-dependence of velocity (after Avesjan). Continuous lines correspond to constant inner pressures, while the interrupted ones correspond to constant differential pressures. The figure supports consequences drawn upon the basis of Fig. 1.

Mint az előzőekben láttuk, a túlnyomásos zónákban a porózitás nagyobb a normálisnál. Az 1. táblázat bakui magminta-vizsgálatok eredményét foglalja

1. táblázat

Különböző mélységből vett kőzetminták átlagos porózitás-értékei.  $\Phi_T$  túlnyomásos zónákból,  $\Phi_N$  normális nyomású helyekről származó kőzetminták porózitását jelenti.

H (méter)	$\Phi_T$ (%)	$\Phi_N$ (%)
2000 – 2500	20,1	12,0
3000 – 3500	15,0	6,0
4000 – 4500	13,2	3,0
5000 – 5500	9,5	1,5

össze. A táblázat az első oszlopban megjelölt mélységintervallumokban mért átlagos porózitás-értékeket tartalmazza, túlnyomásos és normál nyomású rétegek esetében.

Vizsgáljuk meg a porózitásváltozás hatását a sebességre. A 3. ábra a porózitás és a hullámterjedési sebesség összefüggését mutatja, homokkő és mészkő minták esetén.

Láthatjuk, hogy a porózitás megnövekedése jelentős mértékben módosítja a hullámterjedési sebességet. Ez összhangban áll a túlnyomásos esetekben tapasztalt sebességcsökkenésekkel.

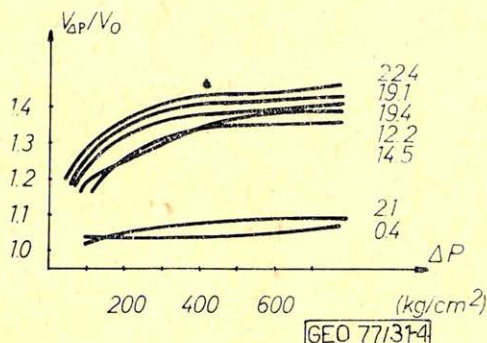
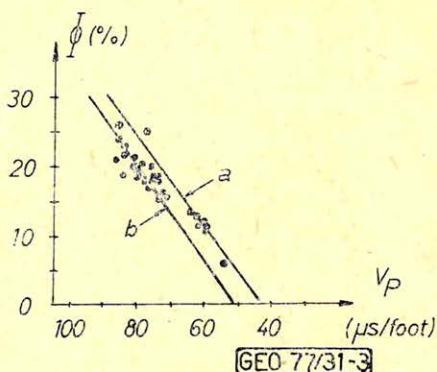
A 4. ábra összevonva mutatja a hullámterjedési sebesség viszonylagos megváltozását a porózitás és a külső-belső különbségi nyomás függvényében.



3. ábra. A sebesség porózitás-függése (Gardner, Gardner, Gregory nyomán). Jelölések: a – mészkő, b – homokkő

Рис. 3. Зависимость скорости от пористости (по Гарднер, Гарднер, Грегори). Обозначения: а – известняк; б – песчаник

Fig. 3. Porosity-dependence of velocity (after Gardner, Gardner, Gregory). Denotations: a – limestone, b – sandstone



4. ábra. A sebesség függése a porózitástól, a külső-belső különbségi nyomás függvényében (Kozjar, Belokonov, Scserbakova nyomán). A görbék paramétere a porózitás. A görbék-ről leolvashatjuk, hogy az I. táblázatban szereplő porózitásváltozások 20–40%-os sebességváltozásnak felelnek meg. Ez összhangban áll a túlnyomásos zónák vizsgálatakor szerzett kísérleti tapasztalatokkal.

Рис. 4. Зависимость скорости от пористости, связанное с наружно-внутренней «разностью давления» (по Козьяр, Белоконову, Щербаковой). Параметр кривых пористость. По кривым видно, что величины изменения пористости, указанные в таблице I., соответствуют изменению скорости на 20–40%. Это совпадает с опытом, полученным при изучении зон с повышенным давлением.

Fig. 4. Porosity-dependence of velocity as a function of the difference of outer-inner pressures (after Kozjar, Belokonov, Scserbakova). The parameter of the curves is the porosity. We can state from the curves that the porosity-changes figuring in Table I. are corresponding to velocity changes of 20–40%. This is in agreement with experimental statements gained with investigations of overpressure zones.

A 3. és 4. ábrákból láthatjuk, hogy a porózitás növekedésével a sebesség csökken. Figyelembe véve az 1. táblázatban látható porózitás-változásokat, a túlnyomásos zónákban 20–40%-os sebességcsökkenésekre számíthatunk.

Az ismertetett, irodalomból átvett ábrák alapján levonhatjuk azt a következtetést, hogy a túlnyomásos zónákban a sebességváltozás közvetlenül a porózitás megváltozásával áll kapcsolatban. A sebességnek a nyomással való közvetlen kapcsolata az előbbihez képest elhanyagolható. A porózitás és a túlnyomás kapcsolata a kompaktációs folyamatban keresendő. Feltételezzük, hogy a túlnyomás nagysága és a porózitás arányos egymással.

*Túlnyomás-előrejelzés a hullámterjedési sebességek alapján*

Észrevettük tehát, hogy a túlnyomásos zónákban a hullámterjedési sebesség a normálishoz képest lecsökken. Kérdés, a gyakorlati esetekben hogyan vegyük észre ezt a csökkenést, hiszen a sebességek helyenkénti ingadozását sok minden okozhatja.



A kutatók már évekkel ezelőtt észrevették, hogy a hullámterjedési sebesség a mélyebb rétegek felé haladva nő. Faust 1953-ban publikált cikkében rendszerezte a rendelkezésére álló adatokat. Ezek szerint, ha a kőzetmintákon mért hullámterjedési sebességek logaritmusát a mélység logaritmusának függvényében ábrázolta, a geológiailag azonos típusú kőzetek jó közelítéssel egy-egy egyenesbe estek. Az egyenesek között, a homokköveket és a karbonátokat külön véve néhány száz m/sec-os különbséget talált.

Ma már igen sok mérési adat bizonyítja, hogy az azonos típusú, normálisan kompaktálódott kőzetekhez valóban hozzárendelhető egy-egy egyenes. Ezt az egyenest nevezzük a kőzettípus (pl. márgák) normál kompaktációs trendjének. A különbségek ott vannak, hogy egyes szerzők szerint az egyenesek egyenlete:

$$\log v = \log v(O) + m \log H,$$

mások szerint pedig

$$\log v = \log v(O) + mH$$

alakú. Mivel az újabb cikkekben a második képlet használatát gyakoribb, a továbbiakban ezt fogjuk használni.

A karotázs-gyakorlatban a márgarétegeket használják a túlnyomásos zónák felismerésére. Felrajzolják a márgarétegekhez tartozó akusztikus hullámterjedési idők logaritmusát a mélység függvényében. A normál nyomású helyeken a pontok egy egyenesbe fognak esni. Ezt az egyenest a márgák normál kompaktációs trendjének nevezzük. A túlnyomásos zónákban ez a trend megszakad. A hullámterjedési idő görbe eltolódik a kisebb sebességek, azaz a nagyobb hullámterjedési idők felé. Az 5. ábrán erre láthatunk egy példát.

A mérési eredmények alapján azt a következtetést lehet levonni, hogy míg a normál trend helyzete a terület kompaktációs viszonyaitól függ, a kisebb sebességek felé való eltolódás mértéke a túlnyomás nagyságával arányos. A logaritmikus ábrázolást használva az azonos nyomásgrádiensű pontok a normál trend-

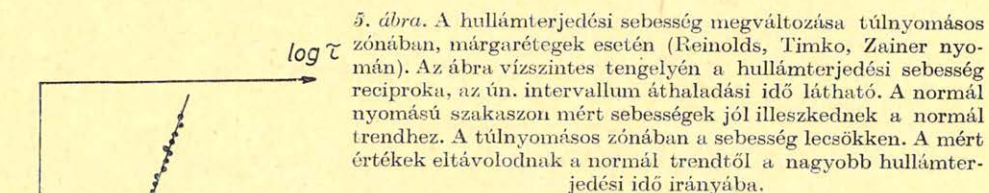


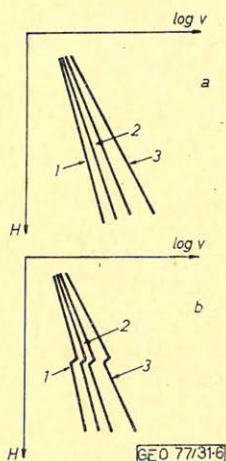
Рис. 5. Изменение скорости распространения волн в зоне с повышенным давлением со слоями мергелей (по Рейнольдс, Тимко, Зайнер). На горизонтальной оси рисунка записано обратное значение скорости распространения волн, т.е. «время проходки интервала». Значения скорости, измеренные на участке с нормальным давлением, хорошо совпадают с нормальным трендом. В зоне с повышенным давлением скорость снижается. Измеренные величины отклоняются от нормального тренда в направлении повышенного времени распространения волн.

Fig. 5. Changes of the velocity of wave propagation in the overpressure zones in case of marly layers (after Reinolds, Timko, Zainer). On the horizontal axis of the figure we can see the reciprocal value of the wave propagation velocity, i.e. the interval passing time. Velocity values encountered in the interval with normal pressure do fit well into the normal trend. In the overpressure zone the velocity decreases. The observed values move away from normal trend into direction of greater propagation time.



del párhuzamos egyeneseken helyezkednek el. Ezeket az adatokat az USA Gulf Coast területének vizsgálata alapján publikálták. Mivel a hazai területek kompaksiós viszonyai különbözhetnek az említett terület kompaksiós viszonyaitól, hitelesített nyomásmérésekkel kellene meggyőződni az állítások helyességéről a hazai körülmények között is.

A szeizmikával nem tudjuk az egyes geológiai rétegeket vizsgálni. Mindig egy-egy mélységintervallumra átlagolt sebességet határozzunk meg. Egy-egy intervallumba többféle geológiai réteg is beletartozhat. Ezért a szeizmikus sebességvizsgálatokból egy átlagos kőzetsebesség görbét kapunk. Mivel a geológiai rétegek az intervallumok vastagságához képest sűrűn váltakoznak, az intervallum sebességek egy átlagos kőzetkeveréknek megfelelő trendhez fognak igazodni. Ez a görbék felhasználását egyáltalán nem befolyásolja, ugyanis a túlnyomásos zónákban valamennyi kőzettípus trendje eltolódik a kisebb sebességek felé (6. ábra). Ebből következik, hogy az átlagos trend is el fog tolni.



6. ábra. Agyagok, homokkővek és karbonátos kőzetek sebességváltozása, a mélység függvényében. Az „a” ábra a normál nyomású esetet szemlélteti, a „b” azt, amikor túlnyomásos zóna is van a rétegek között. A túlnyomásos zónában valamennyi kőzettípus normál trendje megtörik. Ebből következik, hogy a szeizmikával mérhető átlagos kőzetkeverék sebesség-trendje is meg fog törni a túlnyomásos zónákban. Jelölések: 1-agyagok, 2-homokkővek, 3-karbonátok.

Рис. 6. Изменение скорости в глинах, песчаниках и карбонатных породах, в зависимости от глубины. На рис. «а» изображен случай при нормальном давлении, а на рис. «б» когда между слоями находится зона с повышенным давлением. В зоне с повышенным давлением нормальный тренд меняется по всем типам пород. Из этого следует, что в зонах с повышенным давлением изменится и тренд скоростей сочетания пород, которые возможно изучать сейсмическими методами.

Обозначения: 1 – глины; 2 – песчаники; 3 – карбонаты.

Fig. 6. Velocity-changes of clays, sandstones and carbonate rocks in function of depth. Figure a) represents the case with normal pressure, b) the case when among the layers a zone with overpressure is also present. In the zone with overpressure the normal trend of every rock-type will be modified. From this we can conclude that the velocity-trend of an average rock mixture as measured by seismic methods will also be modified in zones with overpressure.

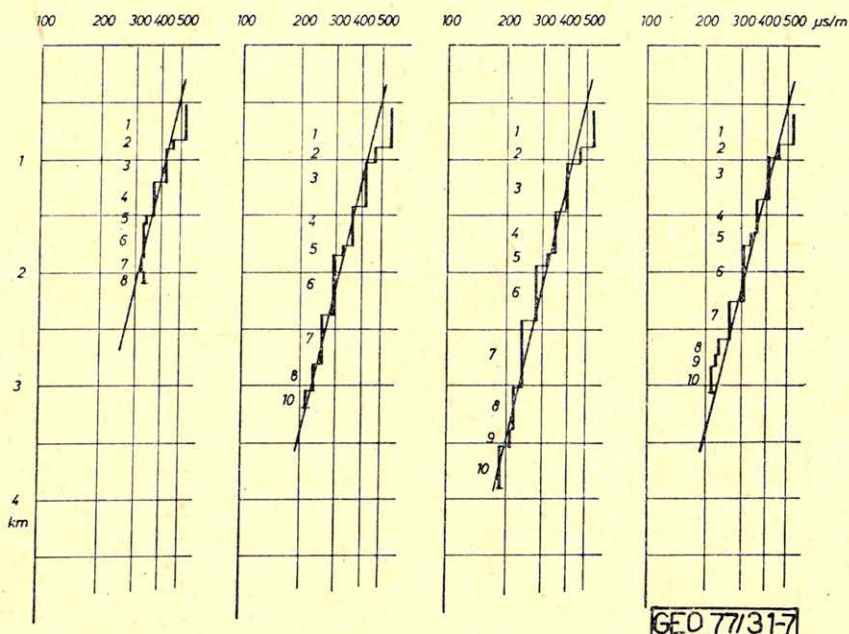
Denotations: 1 – clays, 2 – sandstones, 3 – carbonates

Nézzünk meg két, az Alföld területéről származó példát. A 7. ábrán egy normál nyomású területen végzett sebességvizsgálat eredménye látható. Az ábrára rárajzoltuk a normál trendnek megfelelő egyeneseket is. A mélységintervallumokat sorszámmal jelöltük. Az azonos sorszámú intervallumok a szeizmikus stacking szelvényen korrelálódó intervallumokat jelentik.

Érdekes megfigyelni, hogy amikor a szelvény mentén egy intervallumot követve az intervallum mélyebbre kerül, a sebessége megnő. Lényeges azonban, hogy a megváltozott sebesség is illeszkedik a normál trend megváltozott mélységnek megfelelő értékéhez.

A 8. ábrán egy túlnyomásos terület sebesség vizsgálata látható. A túlnyomásos zóna 3200 méter mélység alatt kezdődik. Láthatjuk, hogy a túlnyomásos zónába eső intervallumok sebességértéke nem illeszkedik a normál trendhez, eltér a kisebb sebességek felé.





7. ábra. Normál nyomású terület szelvénymenti sebességvizsgálata. Az ábrákon látható sorszámok a korrelálódó intervallumokat jelölik. Az ábrára rárajzoltuk a normál trendnek megfelelő egyeneseket is.

Kövessünk végig egy-egy intervallumot a szelvény mentén. Láthatjuk, hogy ha az intervallum mélyebbre kerül, a hozzá tartozó intervallumsebesség megnő. Érdekes megfigyelni, hogy a megváltozott sebesség is illeszkedik a normál trend megváltozott mélységnek megfelelő értékéhez.

Рис. 7. Изучение скорости по профилю на территории с нормальным давлением. Порядковые номера на рисунках изображают интервалы корреляции. На рис. указаны прямые-соответствующие нормальному тренду.

При прослеживании одного интервала по профилю видно, что если интервал находится глубже, то скорость его увеличивается. Интересно, что измененная скорость также совпадает с величиной, соответствующей измеренной глубине по нормальному тренду.

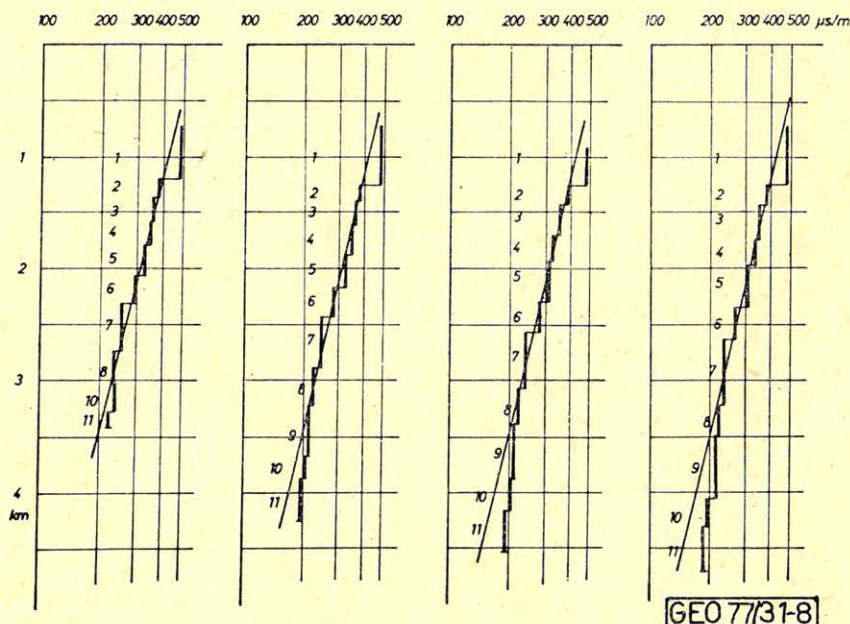
Fig. 7. Velocity-investigation along profile of an area with normal pressure. Numbers on the figures are marking the correlated intervals. Straight lines denoting normal trend are also represented.

If we follow in an interval along the profile, we see that if the interval goes down, the velocity corresponding to it increases. It is interesting to note that also the modified velocity is fitting into the value of the normal trend corresponding to the modified depth.

Az ábrákra rajzolt normál trendet az eddig összegyűlt mérési anyagból határoztuk meg. Ismereteink bővülésével lehetséges, hogy a jelenleg használt trendet módosítanunk kell.

Az eddigieket összefoglalva tehát megállapíthatjuk, hogy a szeizmikus sebességvizsgálatok alapján felismerhető a túlnyomásos zónák jelenléte. Az eredmények értékelésekor természetesen figyelembe kell venni a szeizmikus módszer viszonylag durva mélység felbontóképességét is.





8. ábra. Túlnyomásos terület szelvénymenti sebességvizsgálata. Az ábrára rárajzoltuk a normál trendnek megfelelő egyeneseket is. Az ábrán látható sorszámok a korrelálódó intervallumokat jelölik. A túlnyomásos zóna 3200 méter mélység körül kezdődik. Láthatjuk, hogy a túlnyomásos zónába eső intervallumokban mért sebességek a normál trend alatt vannak.

Рис. 8. Измерение скорости по профилю на территории с повышенным давлением. На рисунке изображены прямые, соответствующие нормальному тренду. Порядковые номера на рисунке означают коррелирующие интервалы. Зона с повышенным давлением начинается на глубине около 3200 метров. Видно, что значения скорости, измеренные в интервалах в зоне с повышенным давлением, находятся ниже нормального тренда.

Fig. 8. Velocity-investigation of an overpressure zone along a profile. Straight lines corresponding to the normal trend have also been represented. Numberings on the figure denote correlated intervals. The zone with overpressure begins at about 3200 m of depth. We see that velocities measured within the zone with overpressure are below the normal trend.

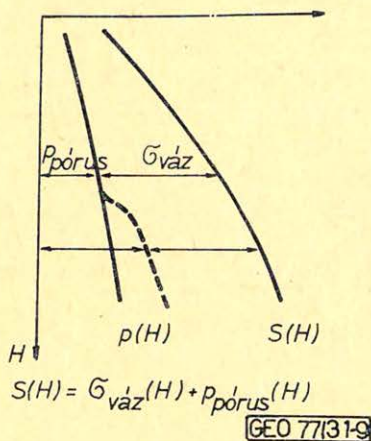
### A nyomás nagyságának becslése

Az irodalomban többféle módszert közöltek a nyomás nagyságának becslésére. Legmegbízhatóbbnak a mérésekkel hitelesített görbeseregek használata látszik. Ilyenkor ismert mérési adatok felhasználásával nyomásgrádiens értékekre hitelesített görbesereget állítanak elő. A görbesereg egy-egy konkrét területre jellemző. A görbesereget a sebesség-mélység függvényre ráhelyezve a nyomásgrádiensek közvetlenül leolvashatók. Mivel jelenleg a hazai területekre ilyen görbesereg nem áll rendelkezésünkre, ezzel a módszerrel egyelőre nem foglalkozunk.

Érdekes az ún. ekvivalens mélységek módszere, amit Reynolds, Timko, Zainer publikáltak, 1973-ban.

A fedőrétegek nyomása egyrészt a kőzetvázra, másrészt a pórusfolyadékra nehezedik (9. ábra). A normál nyomású helyeken a kőzetszemcsék tartják a

közetszemcséket, a pórusokban levő folyadék nyomása pedig csak a folyadék-oszlop magasságától és a folyadék fajsúlyától függ.



9. ábra.  $S(H)$  – a fedőrétegek nyomása egyrészét a kőzetvázra, másrészt a pórusfolyadékra nehezedik.  $\sigma_{vaz}(H)$  a kőzetvázra ható nyomás,  $p_{porus}(H)$  a pórusfolyadék nyomása,  $H$  mélységben.

A szaggatott vonal azt jelzi, hogy a túlnyomásos zónában a vázra ható nyomás egy részét a pórusfolyadék nyomása veszi át.

Рис. 9.  $S(H)$  – давление покрывающих слоев влияет на каркас породы и на жидкость в порах.  $\sigma_{каркас}(H)$  – давление влияющее на каркас породы,  $p_{пору}(H)$  – давление жидкости в порах,  $H$  – на глубине.

Пунктирной линией изображено, что часть давления сказывающегося на каркасе, в зоне с повышенным давлением переходит на давление жидкости в порах.

Fig. 9. The pressure of covering layers –  $S(H)$  – in the intervals within the overpressure zones is bearing down partly on the rock-framework, partly on the pore-liquid.  $\sigma_{frame}(H)$  is the pressure exerted on the rock-frame,  $p_{pore}(H)$  is the pressure of the pore liquid at a depth of  $H$ .

Interrupted line denotes that within the zone with overpressure part of the pressure exerted on the frame-work is taken over by the pressure of the pore-liquid.

A túlnyomásos zónákban a kőzetvázra ható nyomás csökken, míg a pórusfolyadékban a nyomás nő. Mint ezt az 1. és 2. ábrákon láthattuk, a különbségi nyomás csökkenése a sebesség csökkenéséhez vezet. A csökkenés következtében egy túlnyomásos  $H_2$  mélységben a sebesség azonos lesz egy magasabb helyzetű, de normál nyomású  $H_1$  mélységben levő rétegben mért sebességgel (10. ábra). Az ekvivalens mélységek módszere feltételezi, hogy a sebességek a  $H_1$  és  $H_2$  mélységben azért egyformák, mert a kőzetvázra ható nyomások is egyformák. Ezzel a feltételezéssel a nyomás egyszerűen kiszámítható.

Vezessük be és jelöljük vesszővel a gradiensértékeket. Tetszőleges  $Q(H)$  mennyiség grádiense  $H$  mélységben legyen  $Q'(H)$ . Defináljuk ezt a következőképpen:

$$Q'(H) = Q(H)/H.$$

Ez a definíció a továbbiakban az iszapfajsúly számításoknál előnyösen felhasználható.

Normál nyomású esetben:

$$\sigma_{vaz} = [S'(H_1) - p'(H_1)] H_1.$$

Túlnyomásos esetben:

$$p'(H_2) \cdot H_2 = S'(H_2) \cdot H_2 - \sigma_{vaz}.$$

Ezekből, feltételezve, hogy a kőzetvázra ható  $\sigma_{vaz}$  nyomás mindkét esetben egyforma a pórusfolyadék nyomásgrádiens  $H_2$  mélységben a következő lesz:

$$p'(H_2) = S'(H_2) - [S'(H_1) - p'(H_1)] \frac{H_1}{H_2},$$



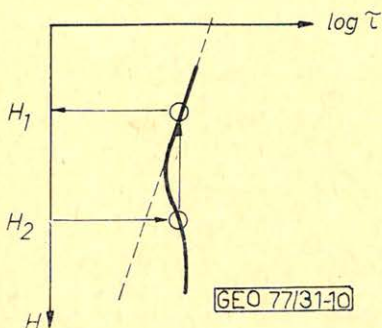


Рис. 10. При методе эквивалентных глубин для расчета давления на глубине  $H_2$  используется то, что в слое с повышенным давлением, находящемся на глубине  $H_2$ , скорость распространения волн совпадает со скоростью распространения волн, измеренной в слое на глубине  $H_1$ , в котором слое давление нормальное. По методу предполагается, что скорости одинаковые потому что, на каркас породы влияют одинаковые давления. Используя это, можно рассчитать величину давления на глубине  $H_2$ .

10. ábra. Az ekvivalens mélységek módszere a  $H_2$  mélységben levő nyomás kiszámításához azt használja fel, hogy a mélyebb helyzetű,  $H_2$  mélységben levő túlnyomásos rétegben a hullámterjedés sebessége azonos a kisebb,  $H_1$  mélységben levő, de normál nyomású rétegben mért hullámterjedési sebességgel. A módszer feltételezi, hogy a sebességek azért egyformák, mert azonosak a kőzetvázra ható nyomások. Ezt felhasználva  $H_2$  mélységben a nyomás nagysága kiszámítható.

Fig. 10. The method of equivalent depths for the computing of the pressure at depth  $H_2$  applies the circumstance that in the overpressure zone of a greater depth  $H_2$ , the velocity of wave propagation is the same as that of a zone with normal pressure at a smaller depth  $H_1$ . It is supposed for the method that velocities are equal because pressures exerted on the rock-frame are equal. Basing on this pressure value at depth  $H_1$  can be computed.

ahol  $S'(H)$  a fedőréteg nyomásgrádiens. Mivel  $H_1$  mélységben a nyomás még normális volt,  $p'(H_1)$  azonos a hidrosztatikus nyomásgrádienssel.

A következő, grafikus módszernek nevezett eljárást Eaton publikálta, 1976-ban. Megállapított egy tapasztalati képletet a nyomásgrádiens megváltozásai és a sebesség megváltozása között (11. ábra).

$$p'(H) = S'(H) - [S'(H) - p'_{hs}] \left( \frac{\tau_N}{\tau_0} \right)^{3.0}$$

ahol  $\tau_N$  a normál nyomású esetben az intervallum áthaladási idő,  $\tau_0$  pedig a ténylegesen mért érték.  $S'(H)$  a fedőréteg nyomásgrádiens,  $p'_{hs}$  pedig a hidrosztatikus nyomásgrádiens. Ez a képlet a 12. ábrán látható módon grafikusán egyszerűen megoldható.

Láthatjuk, hogy mindkét eljárásához ismerni kell a hidrosztatikus nyomásgrádiens és a fedőrétegek nyomásgrádiensét. Számunkra, szeizmikával foglalkozók számára különösen a fedőréteg nyomásgrádiens előállítása jelentett problémát.

Az irodalomban Eaton közölt egy, szerinte mindenütt eredményesen használható általános fedőréteg-nyomásgrádiens görbét. A görbe használata során azt vettük észre, hogy a szeizmikus alaphegység mélységétől függően más-más eredményt kaptunk. Ebből arra gondoltunk, hogy talán a normál trendet kellene a szeizmikus alaphegység mélységétől függően másképp felvenni.

A probléma megoldásában OGIL-os kollégáink segítettek. Igen sok magminta vizsgálatából megállapították, hogy a kőzetek térfogatsúlya nem egyszerűen a mélységtől függ, hanem a kőzetminta mélységének és a pannon fekü mélységének az arányától. Az OGIL-ból kapott térfogatsúly adatokból számítottuk ki a 13. ábrán látható fedőréteg nyomásgrádiens függvényt.

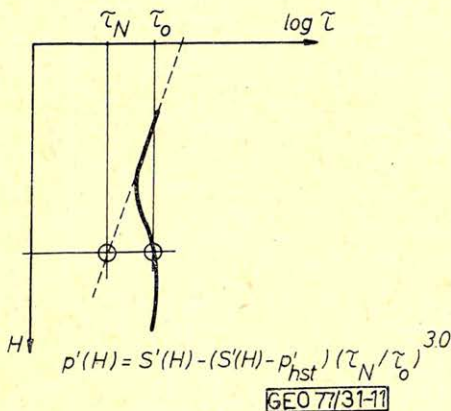


Fig. 11. The graphic method of Eaton uses the decrease of wave propagation velocity for computing pressure. In case of a normal pressure the value of interval passing time would be  $\tau_N$ . The factual observed value should be denoted as  $\tau_0$ . From these and from a hydrostatic pressure gradient  $p'_{hst}$  we get the pressure value at depth  $H$  as it can be seen on Fig. 12.

12. ábra. A nyomás kiszámítása az Eaton-féle grafikus módszerrel.  $S'(H)$  a fedőréteg nyomásgrádiens,  $p'_{hst}$  a hidrosztatikus nyomásgrádiens,  $p'(H)$  pedig a keresett nyomásgrádiens.

Рис. 12. Расчет давления графическим методом Этона.  $S'(H)$  градиент давления покрывающего слоя,  $p'_{hst}$  — градиент гидростатического давления;  $p'(H)$  — искомый градиент давления.

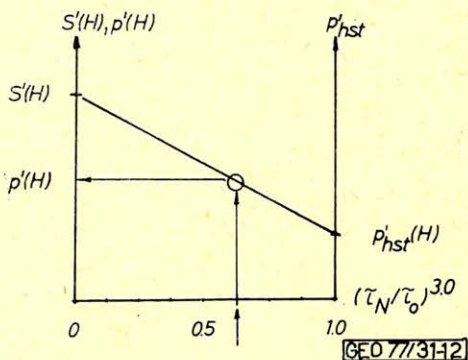


Fig. 12. Computing of pressure according to the graphic method of Eaton.  $S'(H)$  is the pressure gradient of the overburden,  $p'_{hst}$  the hydrostatic pressure gradient, while  $p'(H)$  denotes the pressure gradient sought for.

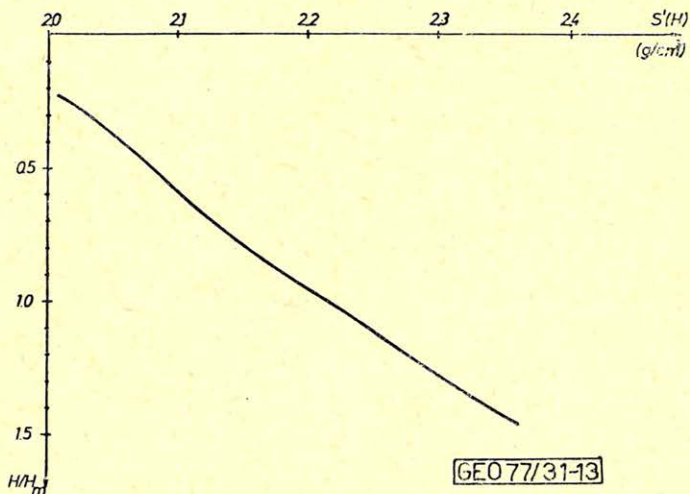
Hasonlítsuk össze az ismertetett két nyomásszámítási módszert a 14. ábrán látható modell segítségével. A modell érdekessége, hogy a túlnyomásosnak feltételezett zónában az intervallum — áthaladási idő — görbét úgy módosítottuk, hogy az a logaritmikus ábrázolásban párhuzamos legyen a normál trenddel. Irodalmi adatok szerint a normál trenddel párhuzamos egyenesek a mélység függvényében konstans nyomásgrádiens értékeknek felelnek meg. A modellpéldán azt szeretnénk kipróbálni, hogy a két módszer visszaadja-e a nyomásgrádiens konstans értékkel való megváltozását.

A 15. ábrán a két módszerrel számított nyomásgrádiens függvények láthatók. A  $H = 1,8$  km mélységtől kezdve a nyomásgrádiensnek konstansnak kellene lenni. Láthatjuk, hogy az egyik módszer nagyobb, a másik pedig kisebb értéket adott a vártnál.

11. ábra. Az Eaton-féle grafikus módszer a hullámterjedési sebesség csökkenését használja fel a nyomás kiszámítására. Normális nyomás esetén az intervallum áthaladási idő értéke  $\tau_N$  lenne. A ténylegesen mért értéket jelöljük  $\tau_0$ -al. Ez ekből és a  $p'_{hst}$  hidrosztatikus nyomásgrádiensből a 12. ábrán látható módon kapjuk a nyomás nagyságát  $H$  mélységben.

Рис. 11. В графическом методе Этона используется для расчета давления уменьшение скорости распространения волн. При нормальном давлении время прохода интервала было бы  $\tau_N$  фактические значения обозначаются через  $\tau_0$ . Из этих величин и градиента гидростатического давления  $p'_{hst}$  определяется давление на глубине  $H$ , методом изображенном на рис. 12.





13. ábra. Fedőréteg nyomásgradiens függvény. A görbét az OGIL térfogatsúly mérései alapján számítottuk.

$$\frac{H}{H_m} = \frac{\text{a vizsgált réteg mélysége}}{\text{a pannon fekvő mélysége}}$$

Рис. 13. Зависимость покрывающий слой – градиент давления. Кривая определялась на основе измерений объемного веса проведенного в ОГИЛ.

$$\frac{H}{H_{pf}} = \frac{\text{глубина залегания изучаемого слоя}}{\text{глубина залегания паннонского фундамента}}$$

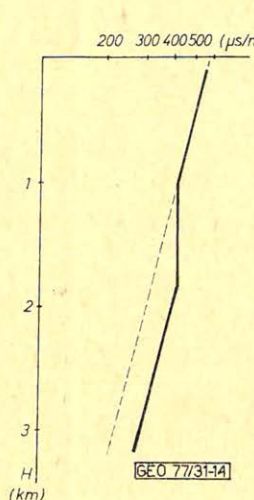
Fig. 13. Pressure-gradient-function of the covering layer. Curve has been computed basing on volume-weight measurements of OGIL:

$$\frac{H}{H_{pf}} = \frac{\text{depth of the layer studied}}{\text{depth of Pannonic base rock}}$$

Ezt a vizsgálatot több, hasonló modellre elvégeztük. Ebből azt a következtetést vontuk le, hogy a mérési tapasztalatoknak legjobban megfelelő eredményt akkor kapjuk, ha a két módszer kombinációját használjuk. Sajnos ez a megállapítás csak néhány, az irodalomból ismert adaton és elméleti modellvizsgálatokon alapul. A probléma végleges megoldásához hitelesített terepi mérésekre lenne szükség.

Összefoglalva, elmondhatjuk, hogy megfelelő minőségű szeizmikus anyag esetén a sebességvizsgálatok felhasználhatók a túlnyomásos zónák létezésének előrejelzésére. A pontos nyomásértékek megadásához azonban még további kísérleteket kell végeznünk. Ezzel kapcsolatos problémáink a következők:

- normál trend meghatározása,
- fedőréteg nyomásgradiens meghatározása,
- hidrosztatikus nyomásgradiens meghatározása,
- a kiszámított értékek hitelesített nyomásmérésekkel való ellenőrzése.



14. ábra. Modell az ismertetett nyomászámítási eljárások összehasonlításához. A túlnyomásos zónában az intervallum-áthaladási idő-függvényt úgy módosítottuk, hogy az a logaritmikus léptékű ábrán a normál trenddel párhuzamos egyenest adjon. A mérési tapasztalatok szerint ilyen esetekben a nyomásgradiens a mélység függvényében konstans.

Рис. 14. Модель для сравнения излагаемых методов расчета давления. В зоне с повышенным давлением зависимость времени прохода интервала была изменена так, чтобы на рисунке в логарифмическом масштабе получилась кривая, параллельная с нормальным трендом. По опыту при измерениях, в таких случаях градиент давления, в зависимости от глубины,

Fig. 14. Model for the comparison of pressure computing procedures given above. In the overpressure zone we modified the function of interval passing time so that it should represent a straight line parallel to the normal trend on the figure with logarithmic scale. According to practical experience in such cases the pressure gradient is constant as a function of depth.

15. ábra. A 14. ábrán látható modellből számított nyomásgradiens függvények. A szaggatott vonallal rajzolt görbét az ekvivalens mélységek módszerével számítottuk, a folyamatos vonallal rajzolt görbét az Eaton-féle grafikus módszerrel.

$H = 1,8$  km-től kezdve a nyomásgradiensnek a mélység függvényében konstansnak kellene lenni. Láthatjuk, hogy egyik módeed teartökélszer sem dményt.

Рис. 15. Зависимости градиента давления, рассчитанные по модели, представленной на рис. 14.

Кривая, изображенная пунктирной линией, рассчитана методом эквивалентных глубин, а кривая, изображенная непрерывной линией, была рассчитана графическим методом Этона. Начиная от  $H = 1,8$  км, градиент давления в зависимости от глубины должен быть постоянным. Видно, что ни с одним из методов нельзя достигнут совершенных результатов.

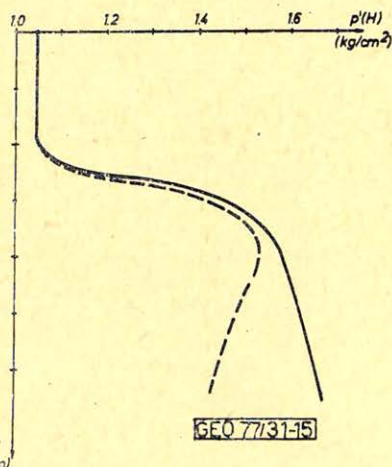


Fig. 15. Pressure-gradient functions computed from the model seen on Fig. 14. The curve with interrupted lines has been computed by the method of equivalent depths, while that with continuous line by the graphic method of Eaton. Beginning with the depth  $H = 1,8$  km the pressure gradient must be constant as a function of depth. We see that neither of the methods furnishes a perfect result.

Milyen eredmények várhatók a szeizmikus sebességvizsgálatok alapján?

1. Megadható a túlnyomásos zóna közelítő helyzete, 100–200 méteres pontossággal.
2. Megadható a várható túlnyomás nagysága és a nyomásnövekedés üteme.
3. Nem várható, hogy a szeizmikus módszer néhány méteres pontossággal megadja a túlnyomásos zóna helyét, illetve vastagságát.
4. A szeizmikus sebességvizsgálat a visszaverődő hullámokat használja fel. Ezért nem várható, hogy a szeizmikus alaphegység alatti részokról információt adjon, innen ugyanis rendszerint olyan gyenge a visszaverő jelenergia, hogy az pontos vizsgálatokhoz nem használható fel.



Befejezésül szeretnék köszönetet mondani Csaba József, Mucsányi József, Tóth Zoltán, Kaszner Erna, Muravina Lilia, Szanyi Béla és Zelei András munkatársaimnak, akik az eddigi munkában az OGIL-nál és a GKÜ-nél közreműködtek.

## IRODALOM

1. Gardner, Gardner, Gregory: Formation velocity and density: the diagnostic basis for stratigraphic traps Geophysics, V. 39. No. 6. 1974.
2. Avesjan G. M.: Fiziceszkije szvojsztva oszadocsnüh porod pri vüszokih davlénijah i tempereturah, M. Nedra, 1972.
3. Kozjar, Belokonov, Scserbakova: Akuszticeszkij karotazs nyeftjanüh i gazovüh szkvaszin, Obzor izd. VIEMSZ, 1973.
4. Reynolds, Timko, Zainer: Potential hazards of acoustic-log shale pressure plots, Journal of Petroleum Technology 1973. szeptember.

---

## Könyvszemle

Meskó Attila: Szeizmika I – II. ELTE TTK jegyzet, I. kötet: 384 old., 102. ábra, 2. táblázat II. kötet: 209. ábra (közülük 7 külön melléklet), 2. táblázat. Tankönyvkiadó, Budapest, 1977.

A mű két kötetre osztása csak nyomdatechnikai jellegű: az oldalszámozás a második kötetben újra kezdődik, de a részek számozása folyamatos. Az első kötet az 1–3. részt, a második a 4–6. részt tartalmazza, mindegyik kötet külön tartalomjegyzékkel. A részekben belül fejezetek vannak, mindegyik rész végén irodalomjegyzékkel.

Az első kötet elején szereplő bevezetésben a szerző áttekintést ad a könyv beosztásáról. Az I. rész tárgyalja a rugalmasságtani alapismereteket, a rugalmas hullámok általános elméletének néhány tételét, majd a geometriai szeizmika közelítéseit. A II. részben levezetik a síkhullámok reflexió és refrakció együtthatóit; ugyanitt foglalkoznak a reálisabb, viszkoelasztikus közegbeli hullámterjedés leírásával.

Az első két részben adott alapismeretekre támaszkodva a III. rész tartalmazza a szeizmikus módszerek gyakorlati alkalmazásait, a terepi módszerek előkészítésének, járulékos műveleteinek és végrehajtásának leírását. (Terepi metodika.)

A II. kötet a negyedik résszel kezdődik, ahol a mérések regisztrálásának problémáival és a feladatok megoldásában alkalmazott műszerekkel foglalkoznak. Az V. rész a digitális feldolgozást tárgyalja és a digitális szeizmika műveleteit (korrekciók, szűrések, sebességanalízis, migráció és speciális programcsomagok) írja le. A felhasználás részleteivel, az eredmények értelmezésével az utolsó, VI. rész foglalkozik. Ennek végső célja – a rendelkezésre álló más geofizikai mérések eredményeivel való összevetéssel együtt – a földtani kép kialakítása.

A könyv hatalmas, modern anyagot tár az olvasó elé, mélyreható, minden kíváncsiat kielégítő elméleti megalapozással. A nagyszámú ábra a megértést és olvashatóságot jól elősegíti. Így a könyv igen érdekes körü felhasználásra számíthat és különösen a második rész tartalmazza a korszerű, speciális részeket. Mint furcsaságot említhetjük meg azonban, hogy a kiadási adatok szerint az első rész 338, a második pedig csak 238 példányban jelent meg, pedig éppen ez utóbbi számíthat nagyobb érdeklődésre.

T. G.



# Az elektromágneses tér irányítottságának vizsgálata a magnetotellurikus értelmezés szempontjából\*

LANDY KORNÉLNÉ – LANTOS MIKLÓS\*\*

A földi elektromágneses tér elektromos és mágneses horizontális komponensei kedvező esetben egymásra merőlegesek. Ebben az esetben a főimpedancia legnagyobb értéke az elektromos tér maximumának irányába esik. Gyakoribb azonban – főként háromdimenziós modellnél –, hogy a két tér egymással  $90^\circ$ -tól lényegesen eltérő szöget zár be. Kérdéses, hogy ilyenkor a főimpedancia maximuma mennyire kapcsolható egyértelműen földtani irányokhoz, illetve az elektromos tér maximumának irányához.

A vizsgálat tárgyát képező, különböző földtani felépítésű állomásponatok mérési anyagából néhány periódusidőre megszürt adatból megszerkesztettük a horizontális elektromos és mágneses vektor hosszának azimut szerinti eloszlását. Ezek a diagramok lehetővé teszik a legvalószínűbb térirányok meghatározását és változásának nyomonkövetését a periódusidő függvényében. Lehetőség nyílik az impedanciatenzorok és a legvalószínűbb térirányok összehasonlítására. Az impedancia tenzorkomponenseinek körbeforgatásából származó diagramok részletes analiziséből a vizsgálat szerint következtetni lehet arra, hogy a térkomponensek merőlegessége mennyire áll fenn, és ebből adódóan milyen irányok adatait lehet reálisan az értelmezés céljaira fölhasználni. A levont következtetések tisztán empirikusak, ezeket elméleti számításokkal célszerű lenne alátámasztani.

Электрические и магнитные горизонтальные компоненты электромагнитного поля, в благоприятных условиях, перпендикулярны друг на друга. В этом случае наибольшее значение основного импеданса находится около максимума электрического поля. Часто, особенно при преходимизационных моделях, два пространства закрывают угол значительно отклоняющийся от  $90^\circ$ . Возникает вопрос, насколько максимальное значение основного импеданса может быть привязано к геологическим направлениям, или к направлению максимума электрического поля.

Из данных, полученных на нескольких точках измерений с различной геологической структурой было составлено распределение чина магнитного и электрического вектора в азимутальном направлении. По этим диаграммам стало возможным определение наиболее вероятных направлений поля и прослеживание за их изменением в зависимости от чины периода. Стало возможным сравнение тензоров импедансов и наиболее вероятных направлений поля. По детальному анализу диаграмм, полученных на основе тензорных компонентов импедансов, можно судить о перпендикулярности компонентов поля, и по каким направлениям можно данные реально использовать для интерпретации. Выводы чисто эмпирические, их нужно обосновывать теоретическими расчетами.

Electric and magnetic horizontal components of the terrestrial electromagnetic field are in a favourable case perpendicular to each other. Then, the maximum value of the main impedance can be found in the direction of the maximum of the electric field. It is more frequent, however, the case when the angle subtended by the two fields deviates significantly from  $90^\circ$ . In such a case it is uncertain, whether the maximum of the main impedance could be univocally linked with geological directions, respectively with the direction of the maximum of the electric field.

Using the observational material of measuring points of various geological structures and basing on data taken from this material for a few periode-times we have constructed the azimuthal distribution of the length of the horizontal electric and magnetic vector. These diagrams provided an opportunity for a determination of most probable directions of the field and for a tracing of their variations depending on periode-times. We obtained also a possibility for comparison of impedance-tensors and of most probable field directions. From a detailed analysis of diagrams resulting from a rotation around tensorial components of the impedance we are able to draw conclusions – according to our study – to what extent the field components do approximate perpendicularity, and starting from it what data directions could really be used for interpretational purposes. The conclusions drawn are purely of an empirical character and they are to be supported by theoretical considerations.

\* Elhangzott az MGE 9. Vándorgyűlésén, Sopronban, 1977. ápr.

\*\* OKGT Geofizikai Kutatási Üzem, Budapest



Magnetotellurikus értelmezéshez a  $Q_{\max} - Q_{\min}$  görbepárt szokás fölhasználni. Problémát jelent azonban, ha a görbe pontjai nem azonos irányra vonatkoznak, azaz ha a legnagyobb ellenállás iránya a periódusidő függvényében fordul. Vándorló főirányok esetén gyakran például már az  $S$  intervallum meghatározása is nehézségbe ütközik, az állandó irányhoz tartozó szondázási görbék az egész mérési tartományban nem mutatnak nagyellenállású szintet, a csavarodó  $Q_{\max}$  görbe pedig már beáll. A nagyellenállású szint anizotrópia irányának nagymértékű és gyors változásával ezt a jelenséget lehetne magyarázni, ilyen módon azonban a kialakult geológiai szemlélettel kerülünk összeütközésbe. A csavarodó főirányok jelenségét azonban az elektromágneses tér viselkedésének is tulajdoníthatjuk, ha ugyanis a mért elektromos és mágneses térvektor egymásra nem merőleges, kérdéses, hogy a főimpedancia maximuma kapcsolható-e az egyes komponensek kitüntetett irányaihoz. Ennek tanulmányozásához szükséges a szűrt adatok irány szerinti eloszlásának ismerete is.

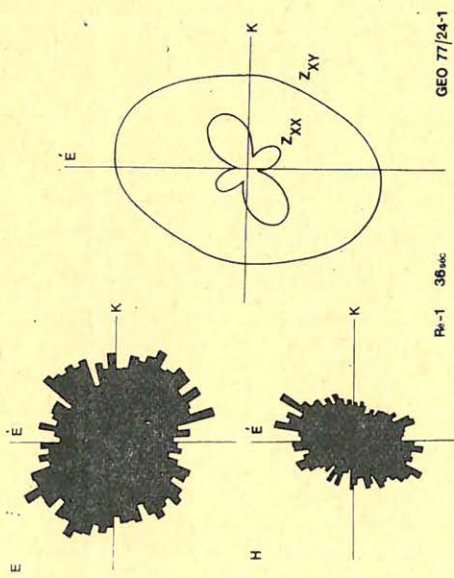
A vizsgálathoz három állomáspontra magnetotellurikus mérési anyagát dolgoztuk föl. A terület ismeretében három olyan, egymáshoz közeli periódusidőt választottunk ki, amelyeken a magnetotellurikus impedanciadiagramok jelentősen különböznek. A feldolgozásra szánt felvételeket a kijelölt frekvenciákon megszürtük, így pontonként és frekvenciánként mintegy 3000–3500 szűrt adat állt rendelkezésünkre. Ezekből egyrészt visszaállítva az elektromos, illetve a mágneses vektorokat, meghatároztuk horizontális síkban értendő azimut szerinti eloszlásukat. A teljes szögtartományt  $5^\circ$ -os intervallumokra osztottuk, azon belül számítottunk átlagos abszolút értéket. Másrészt a szűrt adatrendszerből kiegyenlítéssel származtattuk a magnetotellurikus impedanciadiagram komponenseit, amelyeket az irodalomból ismert képletek segítségével körbeforgattunk. Ilyen módon kaptuk meg a fő-, illetve mellékimpedancia polárdiagramját.

A számítások eredményeire mutat példát az 1. ábra. Itt az  $E$  és  $H$  eloszlási diagramjai ellipszishez közelállóak, egymásra csaknem merőlegesek. A főimpedancia diagram feltűnően szögletes formájú, ennek a jelenségnek a magyarázatára később még visszatérünk. Jól látható, hogy a főimpedancia maximumának iránya csaknem a mágneses-tér legvalószínűbb irányával esik egybe, nem pedig az elektromoséval, ahogy az előzetesen várható lenne.

A 2. ábrán, amely egy másik mérési pontról készült, különösen az elektromos térvektor eloszlására hívjuk fel a figyelmet: határozottan nem-ellipszis alakú. A főimpedanciadiagram szabályosabb, de maximuma itt sem az elektromos, sem a mágneses tér főirányába nem esik, hanem a kettő között helyezkedik el. A mellékimpedancia értékei igen nagyok. A 3. ábra ugyanennek a pontnak a szomszédos periódusidejére vonatkozik. Az impedanciadiagramok nem mutatnak különösebb eltérést az előzőekhez képest, viszont feltűnő, hogy a két térkomponens eloszlása — bár eléggé szabályos — egyáltalán nem merőleges egymásra:  $65^\circ$ -os szöget zárnak be a főirányok.

A harmadik állomásponthoz tartozó 4. ábrán különösen a mágneses tér eloszlása áll távol az ellipszistől, bár az elektromosé sem nevezhető szabályosnak. Az impedancia maximuma itt sem esik egybe a térkomponensek maximumának irányával.

Az 5. ábrán a három periódusidőhöz tartozó eredményeket együtt tüntettük fel, az elektromos és mágneses tér elosztását csak a főirányokkal jeleztük. Ennél az ábránál térünk vissza a négyszög alakú impedanciadiagramok kérdésére. Eddigi gyakorlatunkban többször fordult elő, hogy egyes pontok bizonyos



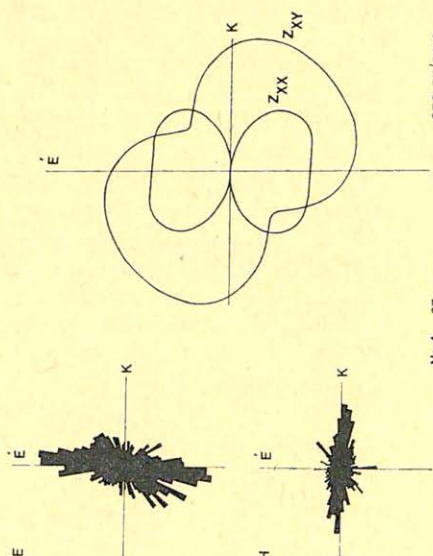
GEO 77/24-1

Pa-1 36 sec

Fig. 1.

Pac. 1.

1. ábra



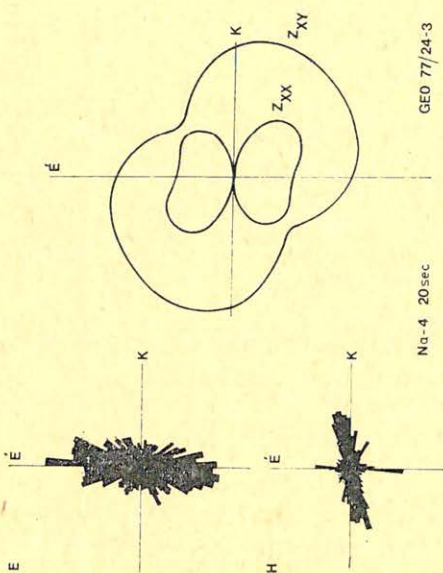
GEO 77/24-2

Ni-4 27 sec

Fig. 2.

Pac. 2.

2. ábra



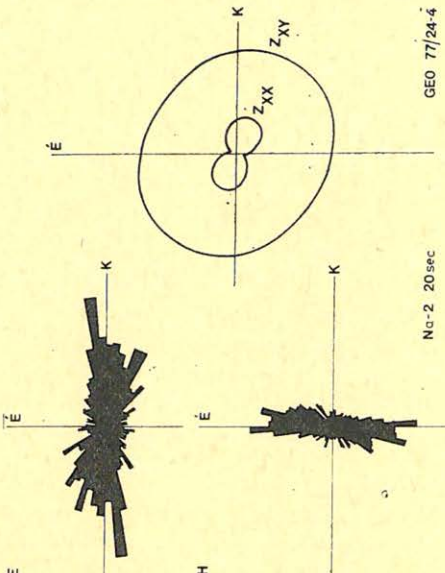
GEO 77/24-3

Na-4 20 sec

Fig. 3.

Pac. 3.

3. ábra



GEO 77/24-4

Na-2 20 sec

Fig. 4.

Pac. 4.

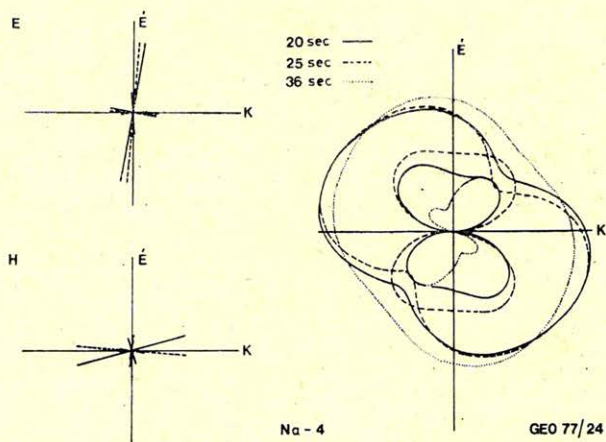
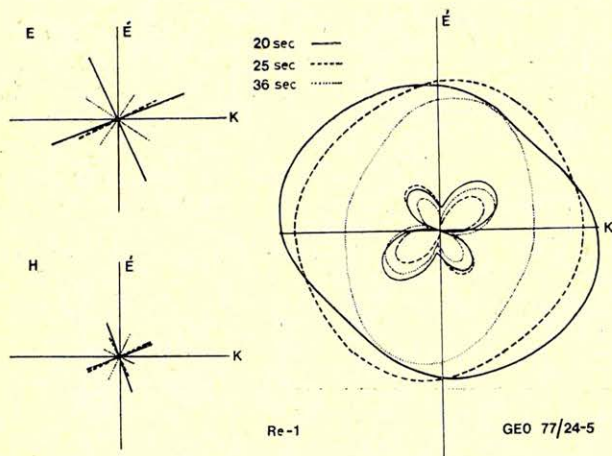
4. ábra



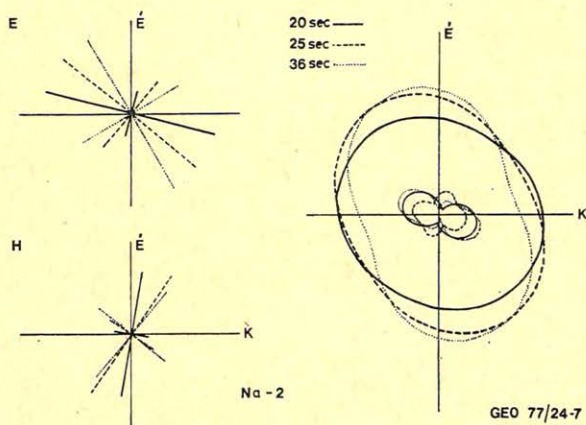
periódusidőre ilyen különös alakot kaptunk. Kezdetben arra gyanakodtunk, hogy a zajszinthez közelálló jel nagyság okozza, de ezt megcáfolta az a tény, hogy megfelelő jel/zaj viszonyú felvétel is pontosan ugyanilyen alakú diagramot adott. Véleményünk szerint a négyszög alak átmeneti jelenség, akkor jön létre, ha az impedancia főiránya hirtelen irányt vált. 20 sec-nál (folytonos vonal) az impedancia  $110^\circ$ -nál ad maximumot, míg 36 sec-nál (pontosított vonal)  $15^\circ$ -nál. A kettő közötti, 27 sec-os (szaggatott vonal) négyszög alakú, amelynek csúcsai  $15^\circ$ -nál és  $110^\circ$ -nál jelentkeznek. Az itt illusztrált jelenség a frekvencia függvényében általában gyorsabban megy végbe, míg jelen példában az egyik maximum fokozatos növekedését és a másik elhalását nyomon követhetjük.

A vizsgált példák alapján megállapíthatjuk, hogy az elektromos és mágneses tér eloszlásai akkor merőlegesek egymásra, ha az impedanciadiagramok szélsőértékei is  $90^\circ$ -os szöget zárnak be, és fordítva: ha a maximum és minimum egymásra nem merőleges, a két tér sem az. A 6. ábra ez utóbbira példa, itt a közbezárt szög  $70^\circ$  körül ingadozik. A 7. ábra a merőleges esetet mutatja be. Ezen az ábrán érdemes megfigyelni azt, hogy a mellékimpedanciák maximális értékének iránya nem változik a periódusidő függvényében.

5. ábra Puc. 5. Fig. 5.



6. ábra Puc. 6. Fig. 6.



A vizsgált állomásponatok mindegyike ismereteink szerint háromdimenziós szerkezet fölött helyezkedik el, így a levonható következtetések is háromdimenziós esetre vonatkoznak. A bemutatott példák arra világítanak rá, hogy a magnetotellurikus szondázási görbék értelmezéséhez több szempontot kell együttesen figyelembe venni. Ezek egy részét már a feldolgozási programba is célszerű beépíteni az adatok szelektálásánál. A  $q_{\min}$  görbéket csak igen nagy elővigyázatosság mellett szabad értelmezni, mert részint a „szögletes” impedanciadiagramoknál a minimumnak nincs valós értelme, részint abban az esetben, amikor a  $q_{\max}$  iránya nem merőleges a  $q_{\min}$ -éra, könnyen hamis értéket kaphatunk. A  $q_{\max}$  görbe ebből a szempontból jóval stabilabbnak tekinthető.

Fontos következtetésnek tartjuk, hogy a főimpedancia főirányai egyáltalán nem kapcsolódnak közvetlenül a térkomponensek főirányaihoz. Úgy véljük, ezt a kérdést még további vizsgálat alá kell vonni, elsősorban elméleti oldalról.

## Könyvszemle

*Geophysical Observatory Reports of the Geodetical and Geophysical Research Institute of the Hungarian Academy of Sciences* (az MTA Geodéziai és Geofizikai Kutató Intézete Observatóriumi Jelentése), 1976, Nagycenk, kiadva Sopronban 1977-ben.

A jelentés az 1957 óta megjelenő sorozatos kiadvány újabb kötete. A bevezetőben Somogyi J. áttekinti az eddig megjelent kötetek tartalmát. Az első három jelentés az Acta Technikában jelent meg, a többi külön kötetben. Az 1957–1960-as évfolyamok csak földiáram-adatokat tartalmaztak, földmágnességi észlelések először 1961-ben szerepeltek. 1962-ben az észlelőhálózat kiegészült a légköri elektromos potenciál- és pontkisülési adatokkal. 1967 óta ionoszférikus abszorpció-adatokat is közöltek.

A jelen füzet beosztása:

Bevezetés, 3. old.; I. Földiáramok, 5–69. old. ezen belül pulzációcsoportok); II. Földmágnesség, 71–87 old.; III. Légköri elektromosság, 89–117. old. A IV. rész (Ionoszféra) ezúttal az észlelések megszakítása miatt hiányzik. A füzetet V. részként a következő dolgozat egészíti ki: A. Ádám – J. Cz. Miletits – J. Horváth – J. Verő: PCI – Type Pulsations, Recording System – Data Processing, 121–130 old. (PCI típusú pulzációk, regisztráló rendszer – adatfeldolgozás)

A füzetet Somogyi J. adta ki; a feldolgozásban résztvettek: Czuczorné Miletits J., Holló J., Tátrallyay M., Verő J., Wallner Á.

T. G.



# TARTALOMJEGYZÉKE

## 1. szám:

Varga Péter: A Föld árapályának kapcsolata bolygónk belső szerkezetével elméleti és megfigyelési adatok alapján II. rész .....	1
Wéber Béla: Tapasztalatok a gravitációs maradékanómália-adatok földtani értelmezéséről a Nyugat – Mecsekben .....	5
Steiner Ferenc – Zilahy Sebest László: Gravitációs súlyfüggvények vizsgálata .....	10
Gyulai Ákos: Széntelegek tektonikai zavarainak modell-vizsgálata .....	18
Morvai László – Nyerges Lajos – Halász Péter: A neutronaktivációs módszer lehetősége a bauxitkutatásban .....	28
Lapszemle .....	4, 9, 27, 37
Könyvszemle, könyvismertetés .....	17, 38, 40
Egyesület hírek .....	35

## 2. szám:

Karas Gyuláné – Nagy Zoltán – Pázsit Imréné: A magnetotellurikus módszer új lehetőségei a digitális technika alkalmazásával .....	41
Greutter Antal: Földi hőáram Edelényben .....	48
Czeglédi István – Gellért Tamás – Markó László – Réz Ferenc: Karotázs-értelmező programrendszer tervezése a TPA 70 számítógépre .....	56
Rumpler János – Szilágyi Lajos – Várkonyi László: Szeizmikus kísérleti mérések az „AIR – GUN” rengéskeltő berendezéssel .....	70
Dörnyei Pirooska – Kaszner Ernő – Sággy György – Véges István: „AIR – GUN” és robbantásos gerjesztésű mérések összehasonlítása .....	70
Lapszemle, könyvszemle .....	47, 55, 63, 78
Egyesületi hírek .....	77

## 3. szám:

25 éves a geofizikus és olajmérnökképzés .....	81
M. I. Plusznyin, B. I. Völge, Baráth I.: A 6FV100 és 6FV40 alacsonyfrekvenciás indukciós szondák értelmezési görbeseregei .....	98
Korvin G.: Két tanulmány a véletlen közegekben terjedő szeizmikus hullámok elméletéről I. Elnyelődés a többkomponensű közegekben, az elnyelődési együttható és a heterogénitás (közentrópia) kapcsolata .....	106
Egyesületi hírek .....	117
Személyi hírek .....	118
Könyvszemle .....	119
Lapszemle .....	97, 105, 118, 120

## 4. szám:

Szabó Zoltán: A talajnedvesség-változás és a talajvízszint-ingadozás hatása a gravitációs mérésekre .....	121
Lándy Kornél: Szénhidrogéntelepeket lehatároló geoelektromos módszer matematika modellezése .....	127
Korvin Gábor: A véletlen közegben terjedő szeizmikus hullámok elméletéről. II. A közeg inhomogenitásának becslése a szeizmikus jelek fluktuációja alapján (Esettanulmány) ...	134
Dr. Tárczy – Hornoch Antal: Ünnepi megemlékezés Sopron és a magyar geofizika kapcsolatáról .....	150
Ádám Antal: A földi elektromágneses térre vonatkozó vizsgálatok szerepe a geoelektromos műszer- és módszer-kutatásban .....	152
Lapszemle, könyvszemle .....	149, 151
Egyesületi hírek .....	126, 160

## 5. szám:

<i>Márton Péter</i> : A paleomágneses szerkezetkutatás alapjairól .....	161
<i>Posgay Károly</i> – <i>Petrovics Ilona</i> : A földköpeny és a földkéreg kutatása reflexiós módszerekkel .....	166
<i>Moldvay Loránd</i> : Rétegtömörödési diszlokációk a Nagyalföld mélyén .....	173
<i>Onuoha Mosto</i> : A Darnó-vonal menti ofiolitok geofizikai vizsgálata .....	181
<i>Völgyesi Lajos</i> : Függővonal-elhajlás interpoláció Eötvös-inga mérési eredmények alapján I. rész .....	189
Egyesületi hírek .....	180, 200
Lapszemle .....	165, 197

## 6. szám:

<i>Juhász P.</i> : Olajipari fúrások karotázs hőmérséklet-értékeinek feldolgozása .....	201
<i>Zsellér P.</i> : Automatikus sebességmeghatározás reflexiós szeizmogramokból .....	211
<i>Rybach L.</i> : Összefüggés kristályos kőzetekben a szeizmikus sebesség és a hőtermelés között Exponenciális törvényszerűség .....	219
<i>Völgyesi Lajos</i> : Függővonal-elhajlás interpoláció Eötvös inga-mérési eredmények alapján II. ....	226
<i>Dr. Ádám O.</i> : A földtani geofizikai előkutatások feladatai a Dunántúli Középhegységben ...	231
Egyesületi hírek .....	238
Lapszemle, könyvszemle .....	225, 237, 238, 239, 240



## СОДЕРЖАНИЕ

<i>Г. Марфелди</i> : Интерпретация тяготения на основе предельных гравитационных значений масса и энергии .....	41
<i>Балла Золтан — Мартоннэ Салаи Эмёке</i> : Палеомагнитный разрез бёржёнської вулканогенной серии .....	51
<i>Желлер П.</i> : Прогноз зон с повышенным давлением на основе измерения сейсмической скорости .....	60
<i>Ланди Корнелнэ — Лантош Миклош</i> : Изучение направленности электромагнитного поля в связи с магнетотеллурической интерпретацией .....	74
Обзор журналов и книг .....	50, 59, 73, 78

## CONTENTS

<i>G. Márfoldi</i> : Interpretation of the gravity effect on the basis of gravitational limiting values of mass-energy .....	41
<i>Balla Zoltán — Mártonné Szalay Emőke</i> : Magnetic Stratigraphy of the Börzsöny Volcanics I. ....	51
<i>P. Zsellér</i> : Forecasting of zones with overpressure on the basis of seismic velocity investigations .....	60
<i>Mrs. K. Landy — M. Lantos</i> : Study of directional character of the electromagnetic field from standpoint of magnetotelluric interpretation .....	74
Reviews of papers and books .....	50, 59, 73, 78

---

*Főszerkesztő*: Dr. Sebestyén Károly, a MGE társelnöke

*Szerkesztő bizottság*: Dr. Bencze Pál, Dr. Bodoky Tamás, Czeglédi István, Deres János, Gerzson István, Hursán László, Lakatos Sándor, Dr. Posgay Károly, Rádler Béla, Tóth Géza, Dr. Tóth Péter

*Szerkesztőség címe*: 1368 Budapest VI., Anker köz 1. félemelet 17. Postafiók 240.

